

Untersuchungen an Leitungsrichtkopplern insbesondere in Mikrostreifenleitungstechnik

Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
Doktor - Ingenieur

vorgelegt von
Gerd Schaller

Erlangen 1976

Untersuchungen an Leitungsrichtkopplern insbesondere in Mikrostreifenleitungstechnik

**Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
Doktor - Ingenieur**

**vorgelegt von
Gerd Schaller**

Erlangen 1976



Als Dissertation genehmigt vom
Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen - Nürnberg

Tag der Einreichung: 4. Mai 1976
Tag der Promotion: 16. Juli 1976
Dekan: Professor Dr. rer. nat. H. J. Schneider
Berichterstatter: Professor Dr.-Ing. H. Brand
Professor Dr.-Ing. D. Seitzer

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen	III
0. <u>Einleitung</u>	1
1. <u>Verkoppelte Leitungen mit Quasi-TEM-Feldtypen</u>	3
1.0 Überblick	3
1.1 Gültigkeitsbereich	5
1.2 Eigenwertproblem	5
1.3 Eigenwellenwiderstandsmatrix und charakteristische Wellenwiderstandsmatrix	9
1.4 Transformation von Spannungsvektoren längs verkoppelter Leitungen	11
1.5 Allgemeine Streumatrix eines verkoppelten Leittersystems	13
1.6 Sonderfälle	16
1.6.1 2-Draht-Leitung	17
1.6.2 Symmetrische 3-Draht-Leitung im homogenen und inhomogenen Dielektrikum	18
1.6.3 Unsymmetrische 3-Draht-Leitung im homogenen Dielektrikum	21
2. <u>Die symmetrische 3-Leiter-Leitung</u>	26
2.0 Überblick	26
2.1 Analyse doppelsymmetrischer, linearer und reziproker 4-Tore	28
2.2 Leitungsrichtkoppler im homogenen und inhomogenen Dielektrikum	35
2.2.1 Der $\lambda/4$ -Leitungskoppler im homogenen Dielektrikum	35
2.2.2 Einfluß eines inhomogenen Dielektrikums auf die Streukoeffizienten eines $\lambda/4$ -Kopplers	39

2.3	Mikrostreifenleitungs-Richtkoppler hoher Richtdämpfung	42
2.3.1	Mikrostreifenleitungs-Richtkoppler mit konzentrierten Elementen	44
2.3.2	Interdigitale Kondensatoren	53
2.3.3	Gestufte Mikrostreifenleitungskoppler	58
2.3.3.1	Gestufte Koppler zur Erreichung größerer Bandbreiten	58
2.3.3.2	Gestufte Koppler mit verbesserter Richtwirkung	59
2.4	Zustandsgrößen und Leistungstransport in der Koppelzone symmetrischer gekoppelter Leitungen	61
2.4.1	Superposition orthogonaler Wellentypen	62
2.4.2	Zustandsgrößen und Leistungstransport	66
3.	<u>Rechnergestützte Optimierung von Mikrostreifenleitungs-Richtkopplern</u>	78
3.0	Allgemeines	78
3.1	Die Zielfunktion	79
3.2	Erprobung der Zielfunktion und einer Suchstrategie	81
3.3	Beispiele optimierter Mikrostreifenleitungs-Richtkoppler	90
4.	<u>Experimentelle Untersuchungen an Mikrostreifenleitungs-Richtkopplern</u>	100
4.0	Allgemeines	100
4.1	Einige Beispiele realisierter Koppler	105
5.	<u>Zusammenfassung</u>	111
6.	<u>Literaturverzeichnis</u>	113

Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen

A	Wellenspalte
a	Wellengröße
B	Wellenspalte
b	Wellengröße
$C ; \dot{C}$	Koppeldämpfung, Kapazität ; Matrix
$C' ; C_n$	Kapazitätsbelag ; normierte Kapazität
$c ; c'$	allg. Konstante ; Kapazitätsbelag
$D ; \dot{D}$	Richtdämpfung ; Matrix
$E ; \dot{E}$	Elektrische Feldstärke ; Einheitsmatrix
e	natürliche Zahl (= 2.7182...)
$F ; \dot{F}$	Fingerzahl ; Koeffizientenvektor
f	Frequenz, Konstante
g	Gewichtsfaktor
H	magnetische Feldstärke
$HE ; HR$	Halbebene ; Halbraum
h	Substratdicke
$I ; \dot{I}$	Strom ; Stromspalte
i	normierter Strom, Laufzahl
j	imaginäre Einheit, Laufzahl
$K ; \dot{K}$	Maßstabsfaktor ; Matrix
k	allg. Konstante, Laufzahl
$L ; \dot{L}$	Induktivität ; Matrix der Induktivitätsbeläge
ℓ	Länge, Laufzahl, Index für Leitungsgrößen
$M ; \dot{M}$	Torzahl ; Modalmatrix
m	Laufzahl
$N ; \dot{N}$	Wellenleiterzahl ; Matrix
n	ganze reelle Zahl, Index für normierte Größen

$P ; \underline{P}$	Leistung ; Matrix
p	Leistungskoeffizient
R	Reflexionsdämpfung
r	Reflexionsfaktor, Rang
$S ; \underline{S}$	Variable ; Streumatrix
s	Streukoeffizient, Leiterabstand
$T ; \underline{T}$	Index für transponierte Matrix; Transformationsmatrix
t	Zeit, Schichtdicke
U	Spannung
u	normierte Spannung
VKF	Verkürzungsfaktor
v	Geschwindigkeit
w	Breite eines Leiterstreifens
x	Koordinate
Y	Leitwert
y	normierter Leitwert, Koordinate
Z	Impedanz
Z_e, Z_0	Wellenwiderstand für Gleichtakt-, Gegentaktfeldtyp
z	normierte Impedanz, Koordinate
α	Dämpfungsmaß
β	Phasenmaß
γ	Ausbreitungsmaß
$\underline{\Gamma}$	Matrix
δ	bezogene Phasendifferenz
ϵ	Dielektrizitätszahl
ϵ_0	elektrische Feldkonstante
θ	elektrische Leitungslänge
κ	Streukoeffizient

λ	Wellenlänge
μ	Permeabilitätszahl, Laufzahl
μ_0	magnetische Feldkonstante
ν	Laufzahl
ρ	Streukoeffizient
σ	Streukoeffizient
τ	Streukoeffizient
φ, ϕ	Winkel
ω	Kreisfrequenz
Ω	normierte Frequenz



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546226_0086

0. Einleitung

Die Entwicklung der Hochfrequenztechnik der letzten Jahrzehnte wurde wesentlich dadurch geprägt, daß es gelang, kleine, leistungsfähige, aktive Bauelemente, insbesondere solche aus Halbleitern, für immer höhere Frequenzen zu realisieren. Die Erfolge auf diesem Gebiet der aktiven Bauelemente sowie der Einsatz mikrowellentechnischer Geräte in neuen Bereichen, wie z.B. der Raumfahrttechnik, machten andererseits die Erforschung neuer Leitungsformen sowie die Entwicklung entsprechender Leitungsbauelemente erforderlich. Die Leitungsform, die wichtige Vorteile in sich vereinigt und die in letzter Zeit immer stärker in den Vordergrund gerückt ist, ist die sog. Streifenleitung. Aus dieser Klasse von Leitungen hebt sich die unsymmetrische Streifenleitung, kurz Mikrostreifenleitung ('microstrip') genannt, besonders hervor. Sie ermöglicht die Realisierung kleiner, leichter und einfach reproduzierbarer integrierter Mikrowellenschaltungen. Die technologischen Vorzüge dieses offenen Wellenleiters werden allerdings um den Preis einer größeren Komplexität seines elektromagnetischen Verhaltens erkauft. So bietet schon die detaillierte Analyse eines einfachen, idealisierten Leitungsstückes beträchtliche Schwierigkeiten. Eine Untersuchung komplizierterer Strukturen, wie sie z.B. Leitungsrichtkoppler darstellen, wird deshalb zweckmäßigerweise unter Zugrundelegung sinnvoller, vereinfachender Annahmen durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich nun mit Richtkopplern aus Leitungen, deren Leiter im Querschnitt zweifach zusammenhängen, wie es beispielsweise bei Streifenleitungen der Fall ist. In der Regel stellt ein Richtkoppler ein an vier Anschlußtoren zugängliches Bauelement dar, das aus zwei "durchgehenden" Leitungen besteht. Bei dem im Idealfall verlust- und eigenreflexionsfreien Gebilde sollen an den beiden Toren einer Leitung Signale abfließen, die einen eindeutigen Aufschluß über die Stärke und Richtung des Leistungsflusses auf der zweiten Leitung geben.

Für Richtkoppler aus Leitungen mit querschnittshomogenem Dielektrikum, wie z.B. der Koaxial- oder der symmetrischen Streifenleitung, und mit einer Symmetrieebene längs der verkoppelten Leiter, liegen detaillierte Analysen, Dimensionierungshinweise, Syntheseverfahren und Realisierungsvorschläge von FIRESTONE [1.1], OLIVER [1.2], LEVY [1.5],

CRISTAL und YOUNG [1.7], ARNDT und HOFFMANN [1.8] u.a. vor. Solche Koppler haben den Vorteil, daß sie bei der näherungsweise erfüllten Annahme der Verlustlosigkeit frequenzunabhängig eigenreflexionsfrei mit idealer Richtwirkung berechnet werden können, so daß lediglich ihr Koppelverhalten breitbandig optimiert werden muß. Solche Eigenschaften sind mit Wellenleitern, die wie die Mikrostreifenleitung ein im Querschnitt inhomogenes Dielektrikum aufweisen, nicht mehr möglich, wobei insbesondere die Richtwirkung der Koppler unbefriedigende Werte annimmt, wie LEVY [2.3] und BRENNER [1.15] gezeigt haben.

Die bisher vorgeschlagenen Wege zur Verbesserung der Eigenschaften von Richtkopplern in Mikrostreifenleitungstechnik, wie die von PODELL [2.5] und DE RONDE [2.6], sind entweder rein empirischer Art, oder sie weichen, wie der von SHELEG und SPIELMAN [2.20], von der planaren Mikrostreifenleitungstechnik ab.

Die der vorliegenden Untersuchung zugrunde liegende Aufgabenstellung besteht deshalb zunächst darin, unter der Annahme sinnvoller Näherungen Methoden zur Beschreibung bekannter Leitungsrichtkoppler zu entwickeln. Da damit auch weniger gebräuchliche Ausführungsformen, wie die von CRISTAL [1.18] und DALLEY [1.17] vorgeschlagenen, erfaßt werden sollen, ist eine umfassendere Analyse gekoppelter Leitungen erforderlich. Das Hauptaugenmerk soll jedoch auf die Verbesserung der Eigenschaften von in der Praxis wichtigen Richtkopplern gelegt werden. Eine wichtige Forderung ist dabei, daß die zu entwickelnden Strukturen in planarer Mikrostreifenleitungstechnik realisierbar sein sollen.

1. Verkoppelte Leitungen mit Quasi-TEM-Feldtypen

1.0 Überblick

Das Verhalten von Wellenleitern, die sich durch ihr elektromagnetisches Feld gegenseitig beeinflussen, ist seit Jahrzehnten Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Während jedoch in der ersten Zeit das Hauptaugenmerk darauf gelegt wurde, die Wirkung einer solchen Beeinflussung zu reduzieren (Nebensprechen in Übertragungsleitungen), wurden in den letzten 20 Jahren die Bemühungen verstärkt darauf verlegt, mit Hilfe verkoppelter Leitungen neuartige Bauelemente zu realisieren. Das Interesse lag hier vor allem auf der Ausnutzung des Richtwirkungseffektes, d.h. der Realisierung von Leitungsrichtkopplern (siehe z.B. [1.1] - [1.4]). In späteren, weiterführenden Arbeiten wurden diese Bauelemente durch die Anwendung netzwerktheoretischer Syntheseverfahren ([1.5] - [1.8]) theoretisch perfektioniert und auch realisiert. Voraussetzung bei all diesen Untersuchungen war jedoch ein in der Querschnittsebene der verkoppelten Leitungen homogenes und verlustfreies Dielektrikum, das es gestattete, zusammen mit weiteren Voraussetzungen (Verlustfreiheit der Leiter, Kleinheit der Querschnittsgeometrie gegenüber der Wellenlänge) eine rein transversale Struktur des sich ausbildenden elektromagnetischen Feldes anzunehmen. Diese Voraussetzung ist jedoch bei einigen, in der Praxis wichtigen, Strukturen nicht mehr streng erfüllt. So hat z.B. die immer größere Bedeutung erlangende unsymmetrische Streifenleitung (Mikrostreifenleitung) ein in der Querschnittsebene inhomogenes Medium. Das Auftreten von Längsfeldstärken in einem solchen Wellenleiter kann man sich anschaulich durch die in den verschiedenen Medien unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten einer elektromagnetischen Welle erklären; ein theoretischer und experimenteller Nachweis dafür wurde z.B. in [1.9] geliefert.

Bei den meisten praktischen Dimensionierungsfragen von Schaltungen in Mikrostreifenleitungs-Technologie, denen ein besonderes Interesse gilt, kann jedoch weiterhin mit guter Näherung von der TEM-Struktur der Welle ausgegangen werden. Die Rechtfertigung dafür bilden die Ergebnisse einiger Arbeiten aus neuerer Zeit. So wird von TROUGHTON [1.10] gezeigt, daß bei den üblicherweise verwendeten Al_2O_3 -Substraten

(Dicke $h = 0,635$ mm; $\epsilon_r \approx 10$) bei einer 50- Ω -Leitung im X-Band lediglich eine ca. dreiprozentige Dispersionsabweichung des Ausbreitungsmaßes gegenüber den klassischen Angaben von WHEELER [1.11] auftritt. Eine noch geringere Abweichung tritt sogar bei den ebenfalls verwendeten Teflonsubstraten ($\epsilon_r \approx 2,2$) entsprechender Dicke auf. Die Rechtfertigung für die Annahme einer TEM-Wellenstruktur bei der Untersuchung spezieller Bauelemente wird weiterhin gestützt durch verschiedene Veröffentlichungen mit ähnlichen Ergebnissen, die an verkoppelten Mikrostreifenleitungen durchgeführt wurden ([1.12], [1.13], [1.14]).

Erste Darstellungen der Auswirkung eines inhomogenen Dielektrikums in gekoppelten Leitungen, unter der Annahme einer TEM-Wellenstruktur, jedoch verschiedener Phasengeschwindigkeiten für die auftretenden Wellentypen, wurden von BRENNER [1.15], KRAGE, HADDAD [1.16] und DALLEY [1.17] gemacht. Die bisher zitierten Veröffentlichungen über gekoppelte Leitungen untersuchen alle Strukturen mit einer Symmetrieebene in Ausbreitungsrichtung; eine umfassende Untersuchung unsymmetrischer, verkoppelter Leitungen und ihre Anwendung als Richtkoppler ist nur im homogenen Dielektrikum von CRISTAL [1.18] bekannt. Einen Sonderfall einer unsymmetrischen 3-Draht-Leitung untersucht SPECIALE [1.26].

Erst in jüngster Zeit werden verstärkt Bemühungen deutlich, das Verhalten gekoppelter Mehrdraht-Leitungen in einem nicht homogenen, jedoch schichtweise isotropen Dielektrikum zu analysieren ([1.19], [1.20], [1.21]).

Eine umfassende Untersuchung dieses Problems ist von BRIECHLE [1.25] bekannt, der auch Verluste von Leitungsstrukturen berücksichtigte.

Ziel dieses Kapitels ist es, die Streumatrix eines über eine bestimmte Länge verkoppelten Mehrleitersystems, das an den Enden der verkoppelten Zone mit Leitungen beliebiger, reeller Wellenwiderstände abgeschlossen ist, aufzustellen. Da in den anschließenden Kapiteln Richtkoppler in Mikrostreifenleitungstechnik detailliert untersucht werden, für die Verlustlosigkeit vorausgesetzt wird, ist es zweckmäßig, diese einschränkende Annahme auch in diesem Kapitel zu treffen, das vor allem dazu dienen soll, wichtige bekannte Fälle von Leitungsrichtkopplern in ein allgemeines Konzept einzuordnen.

1.1 Gültigkeitsbereich

In diesem Abschnitt soll katalogartig der Bereich, in dem die Untersuchungen der nachfolgenden Abschnitte gültig sind, definiert und eingegrenzt werden.

1. Die verkoppelten Leitungen seien in Längsrichtung homogen.
2. Sowohl Leiter als auch Dielektrikum seien verlustlos. Das bedeutet, daß die Eindringtiefe der Felder in die Leiter verschwindend klein ist und ein rein imaginäres Ausbreitungsmaß auftritt.
3. Die Dielektrika seien isotrop, ihre Dielektrizitätskonstanten seien zeit- und feldstärkeunabhängig; jedoch seien geschichtete Dielektrika zugelassen.
4. Die Abstände der einzelnen Leiter untereinander sowie die Querschnittsabmessungen von N Leitern eines $(N+1)$ -Leitersystems seien klein gegenüber der Wellenlänge im Dielektrikum.
5. Es wird mit der Näherung einer rein transversalen Struktur des elektromagnetischen Feldes gerechnet.

Die Vernachlässigung der bei geschichtetem Dielektrikum auftretenden Längsfeldstärken ist bei Berücksichtigung der Frequenz-, Geometrie- und Materialbedingungen des Punktes 4 gerechtfertigt und insofern sehr nützlich, als sich damit der Einbau konzentrierter Bauelemente in Leitersysteme rechnerisch einfach erfassen läßt. Es können dann nämlich linienintegrale Leiterspannungen und -ströme definiert und mit den Spannungen und Strömen bei eingebauten konzentrierten Elementen netzwerktheoretisch verknüpft werden. Durch die Annahme von TEM-Wellen wird außerdem die einfache Leitungsbeschreibung mittels Induktivitäts- und Kapazitätsmatrizen möglich.

Eine andere, wesentliche Konsequenz geschichteter Dielektrika, nämlich die, daß bei $(N+1)$ -Leitersystemen N Wellentypen mit i.a. N unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten auftreten, wird jedoch bei der vereinbarten Näherung berücksichtigt.

1.2 Eigenwertproblem

Mit den Vereinbarungen des Abschnittes 1.1 und den Definitionen des Bildes 1.2.1 gelten für ein über die Ortskoordinate z verkoppeltes

(N+1)-Leitersystem die Beziehungen (1.2.1) und (1.2.2) (siehe z.B. [1.22]).

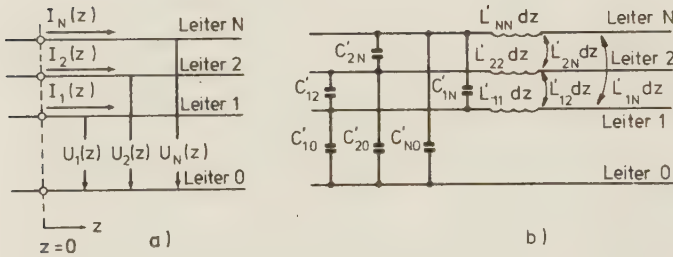


Bild 1.2.1: Verkoppeltes (N+1)-Leitersystem

- a) Zur Definition der linienintegralen Leitungsspannungen und -ströme.
- b) Zur Definition der Induktivitäts- und Kapazitätsbeläge.

Es gilt bei Anregung mit einer monofrequenten Schwingung der Kreisfrequenz ω

$$-\frac{d}{dz} \underline{U}(z) = j\omega \underline{L}' \underline{I}(z) \quad (1.2.1)$$

$$-\frac{d}{dz} \underline{I}(z) = j\omega \underline{C}' \underline{U}(z) \quad (1.2.2)$$

mit dem Spannungsvektor $\underline{U}^T(z) = (U_1 \ U_2 \ \dots \ U_N)$ und dem Stromvektor $\underline{I}^T(z) = (I_1 \ I_2 \ \dots \ I_N)$ an der Stelle z .

Für die NN-Matrizen der Induktivitäts- bzw. Kapazitätsbeläge kann man schreiben

$$\underline{L}' = \begin{pmatrix} L'_{11} & \dots & L'_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ L'_{N1} & \dots & L'_{NN} \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \underline{C}' = \begin{pmatrix} C'_{11} & \dots & C'_{1N} \\ \vdots & & \vdots \\ C'_{N1} & \dots & C'_{NN} \end{pmatrix} \quad (1.2.3)$$

mit den Beziehungen (siehe z.B. [1.22])

$$\begin{aligned} c_{11}' &= C_{10}' + C_{12}' + C_{13}' + \dots + C_{1N}' \\ c_{22}' &= C_{20}' + C_{21}' + C_{23}' + \dots + C_{2N}' \\ c_{12}' &= -C_{12}' ; \quad c_{13}' = -C_{13}' ; \quad \dots \end{aligned} \quad (1.2.4)$$

Für die Matrix der Induktivitätsbeläge gilt außerdem, daß sie symmetrisch und reell ist und ihre Elemente alle positiv sind und für die Matrix der Kapazitätsbeläge, daß sie ebenfalls symmetrisch und reell ist, jedoch nur die Hauptdiagonalelemente positiv sind.

Also ist $\underline{L}' = \underline{L}'^T$, sowie $L_{ij}' = L_{ij}'^* > 0$

$$\begin{aligned} \underline{c}' &= \underline{c}'^T, \text{ sowie } c_{ij}' = c_{ij}'^*, \text{ jedoch} \\ c_{ij}' &> 0 \text{ und } c_{ij}' < 0 \text{ für } i \neq j. \end{aligned} \quad (1.2.5)$$

Existieren in einem Leitersystem verschiedene Wellentypen, so erfüllen sie die Gleichungen (1.2.1) und (1.2.2). Die Lösung dieses gekoppelten Differentialgleichungssystems für den Wellentyp v lautet:

$$\begin{aligned} U_v(z) &= U_v^+(0) e^{-j\beta_v z} + U_v^-(0) e^{+j\beta_v z} \\ \text{und} \\ I_v(z) &= I_v^+(0) e^{-j\beta_v z} - I_v^-(0) e^{+j\beta_v z}. \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

Differenziert man die Gleichungen (1.2.6) nach z und setzt sie in geeigneter Weise in die Gleichungen (1.2.1) und (1.2.2) ein, so können die verkoppelten Differentialgleichungen entkoppelt werden. Wird schließlich noch die bekannte Beziehung für die Phasengeschwindigkeit

$$v = \frac{\omega}{\beta}$$

verwendet, so kann man das Problem als Eigenwertgleichung niederschreiben [1.21]

$$(\underline{L}' \underline{c}') U_v(z) = \frac{1}{v_v^2} U_v(z) \quad (1.2.7)$$

Dieses Eigenwertproblem liefert für den v -ten Wellentyp den Eigenvektor $\underline{U}_v^T = (U_{v1} \ U_{v2} \ \dots \ U_{vN})$ mit den N Elementen der (willkürlich, aber ohne

weitere Einschränkung) auf den Leiter 0 bezogenen Linienintegralen Leiterspannungen und den Eigenwert $1/v_v^2$ nach

$$\det (\underline{L}' \underline{c}' - \frac{1}{v_v^2} \underline{E}) = 0 \quad . \quad (1.2.8)$$

Desgleichen ergibt sich für den Stromeigenvektor $\underline{I}_v(z)$ die Eigenwertgleichung

$$(\underline{c}' \underline{L}') \underline{I}_v(z) = \frac{1}{v_v^2} \underline{I}_v(z) \quad (1.2.9)$$

mit dem gleichen Eigenwert $1/v_v^2$. Da man es mit symmetrischen Matrizen zu tun hat, gilt

$$\underline{L}' \underline{c}' = (\underline{c}' \underline{L}')^T ,$$

so daß anstelle von (1.2.9) auch geschrieben werden kann

$$\underline{I}_v^T(z) (\underline{L}' \underline{c}') = \frac{1}{v_v^2} \underline{I}_v^T(z) \quad . \quad (1.2.10)$$

Daraus folgt, daß $\underline{U}_v(z)$ und $\underline{I}_v(z)$ als Rechts- und Linkseigenvektoren der Matrix $\underline{L}' \underline{c}'$ aufzufassen sind. Für unterschiedliche Eigenwerte, d.h. für $v_\mu \neq v_v$, gilt dabei stets, daß $\underline{U}_\mu$ orthogonal zu $\underline{I}_v$ ist [1.23].

Aufgrund der getroffenen Voraussetzungen können die Matrizen $\underline{L}' \underline{c}'$ bzw. $\underline{c}' \underline{L}'$ in die Klasse der diagonalähnlichen Matrizen eingegliedert werden [1.20], [1.25], für die gilt, daß der Rangabfall d_v der charakteristischen Matrix

$$\underline{L}' \underline{c}' - 1/v_v^2 \underline{E}$$

gleich der Vielfachheit p_v des Eigenwertes $1/v_v^2$ ist. Für die Matrizen $\underline{L}' \underline{c}'$ bzw. $\underline{c}' \underline{L}'$ bedeutet das also, daß sie genau N linear unabhängige Eigenvektoren besitzen. Da bei einer diagonalähnlichen Matrix Rechts- und Linkseigenvektoren sich stets so wählen lassen, daß gilt

$$\underline{I}_\mu^T \underline{U}_v = \delta_{\mu v} ,$$

folgt für ein $(N+1)$ -Leitersystem, daß in ihm N orthogonale Wellentypen ausbreitungsfähig sind.

1.3 Eigenwellenwiderstandsmatrix und charakteristische Wellenwiderstandsmatrix

Für den in +z-Richtung fortschreitenden ν -ten Wellentyp aus der Menge der N orthogonalen Wellentypen besteht ein Zusammenhang zwischen der Leiterspannung und dem Leiterstrom des μ -ten Leiters gemäß

$$U_{\mu\nu}^+ = Z_{\mu\nu} I_{\mu\nu}^+ \quad (1.3.1)$$

Desgleichen folgt für den in -z-Richtung sich ausbreitenden Wellentyp

$$U_{\mu\nu}^- = - Z_{\mu\nu} I_{\mu\nu}^- \quad (1.3.2)$$

Für das Ensemble sämtlicher Leiter kann also geschrieben werden

$$\begin{aligned} \underline{U}_\nu^+ &= \underline{Z}_\nu \underline{I}_\nu^+ \\ \text{sowie} \quad \underline{U}_\nu^- &= - \underline{Z}_\nu \underline{I}_\nu^- \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

wobei die Eigenwellenwiderstandsmatrix $\underline{Z}_\nu$ eine Diagonalmatrix mit den $Z_{\mu\nu}$, die als Eigenwellenwiderstände des μ -ten Leiters für den Wellentyp ν bezeichnet werden können, darstellt.

Da die Matrix $\underline{L}'\underline{C}'$ ebenso wie die Eigenwerte reell sind, kann man aus 1.2.7 und 1.2.9 schließen, daß auch die Eigenvektoren und damit $\underline{Z}_\nu$ reell sind.

Faßt man die Gesamtheit der Spannungseigenvektoren $\underline{U}_\nu^+$ bzw. $\underline{U}_\nu^-$ in den Modalmatrizen $\underline{M}_U^+$ bzw. $\underline{M}_U^-$, deren Spalten die einzelnen $\underline{U}_\nu^+$ bzw. $\underline{U}_\nu^-$ bilden und die Gesamtheit der Stromeigenvektoren $\underline{I}_\nu^+$ bzw. $\underline{I}_\nu^-$ in den Modalmatrizen $\underline{M}_I^+$ bzw. $\underline{M}_I^-$ zusammen, so läßt sich schreiben

$$\begin{aligned} \underline{M}_U^+ &= \underline{M}_U^- = \underline{M}_U \\ \text{und} \quad \underline{M}_I^+ &= - \underline{M}_I^- = \underline{M}_I \end{aligned} \quad (1.3.4)$$

Über eine Widerstandsmatrix läßt sich nun eine Verknüpfung der beiden Modalmatrizen herstellen gemäß

$$\underline{M}_U = \underline{Z}_C \underline{M}_I \quad (1.3.5)$$

oder

$$\underline{Z}_C = \underline{M}_U \underline{M}_I^{-1} \quad (1.3.6)$$

Die Elemente der Matrix $\underline{Z}_C$ können dabei aus den Elementen der Eigenwellenwiderstandsmatrix $\underline{Z}_V$ mit Hilfe von (1.3.1) bzw. (1.3.2) ermittelt werden (siehe den Sonderfall eines symmetrischen 3-Leitersystems in Abschnitt 1.6.2). Es gilt also für den v -ten Wellentyp nach (1.3.5) außerdem die Beziehung

$$\underline{U}_V^+ = \underline{Z}_C \underline{I}_V^+ \quad (1.3.7)$$

Beide Matrizen, $\underline{Z}_V$ und $\underline{Z}_C$, repräsentieren unterschiedliche Netzwerke aus ohmschen Widerständen, die - wenn sie an die Leitung angeschlossen sind - für den v -ten Wellentyp einen reflexionsfreien Abschluß bilden. Darüber hinaus ist jedoch die Matrix $\underline{Z}_C$ von umfassenderer Bedeutung, da sie für jeden möglichen Wellentyp gilt und somit als charakteristische Wellenwiderstandsmatrix für die jeweilige Leitung bezeichnet werden kann. Durch Rechtsmultiplikation von (1.3.5) mit dem Vektor $\underline{F}^\pm(z)$ mit den Elementen f_v ergibt sich

$$\underline{M}_U \underline{F}^\pm(z) = \underline{Z}_C \underline{M}_I \underline{F}^\pm(z) \quad (1.3.8)$$

Da ein beliebiger Spannungsvektor $\underline{U}^\pm(z)$ und ein beliebiger Stromvektor $\underline{I}^\pm(z)$ auf der Leitung als lineare Überlagerung von Eigenvektoren dargestellt werden können, ist es möglich, bei geeigneter Wahl von $\underline{F}^\pm(z)$ zu schreiben

$$\underline{M}_U \underline{F}^+(z) = \underline{U}^+(z) \quad \text{bzw.} \quad \underline{M}_U \underline{F}^-(z) = \underline{U}^-(z) \quad (1.3.9)$$

$$\text{und} \quad \underline{M}_I \underline{F}^+(z) = \underline{I}^+(z) \quad \text{bzw.} \quad -\underline{M}_I \underline{F}^-(z) = \underline{I}^-(z) \quad (1.3.10)$$

$$\text{also} \quad \underline{U}^+(z) = \underline{Z}_C \underline{I}^+(z) \quad \text{bzw.} \quad \underline{U}^-(z) = -\underline{Z}_C \underline{I}^-(z), \quad (1.3.11)$$

so daß die Matrix $\underline{Z}_C$ für eine beliebige fortschreitende Welle ein reflexionsfreies Abschlußnetzwerk beschreibt.

Da bei einem Mehrleitersystem i.a. unterschiedliche Eigenwerte und damit unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten auftreten, ist die Struktur einer rein fortschreitenden elektromagnetischen Welle, sofern sie nicht Eigenwelle ist, ortsabhängig. Es sind also sowohl die Vektoren $\underline{U}^\pm(z)$ und $\underline{I}^\pm(z)$, als auch die Matrizen $\underline{F}^\pm(z)$ als ortsabhängige Ausdrücke anzuschreiben.

Es ist zweckmäßig, die von den einzelnen Wellentypen transportierten Leistungen zu normieren. Dies führt auf die orthonormierte Darstellung

$$\begin{aligned} \underline{\dot{I}}_{\mu}^{+T} \underline{\dot{U}}_{\nu}^{+} &= \delta_{\mu\nu} \\ \underline{\dot{I}}_{\mu}^{-T} \underline{\dot{U}}_{\nu}^{-} &= \delta_{\mu\nu} \end{aligned} \quad \delta_{\mu\nu} \quad \left\{ \begin{array}{ll} = 1 & \text{für } \mu = \nu \\ = 0 & \text{für } \mu \neq \nu \end{array} \right. \quad (1.3.12)$$

mit den Dimensionen $\Omega^{-1/2}$ bzw. $\Omega^{1/2}$ für die normierten Strom- bzw. Spannungseigenvektoren. Mit (1.3.12) läßt sich nun schreiben

$$\underline{\dot{M}}_I^T \underline{\dot{M}}_U = \underline{E}$$

und damit

$$\underline{\dot{M}}_I^T \underline{\dot{M}}_U = \underline{\dot{M}}_U^T \underline{\dot{M}}_I = \underline{\dot{M}}_U \underline{\dot{M}}_I^T = \underline{E} \quad (1.3.13)$$

1.4 Transformation von Spannungsvektoren längs verkoppelter Leitungen

Zur Vorbereitung der Berechnung der allgemeinen Streumatrix eines verkoppelten (N+1)-Leitersystems interessiert nun in diesem Abschnitt der Zusammenhang zwischen den Vektoren $\underline{\dot{U}}(z)$ und $\underline{\dot{U}}(z+l)$, oder, mit den Beziehungen

$$\underline{\dot{U}}(z) = \underline{\dot{U}}^{+}(z) + \underline{\dot{U}}^{-}(z) \quad (1.4.1)$$

und

$$\underline{\dot{U}}(z+l) = \underline{\dot{U}}^{+}(z+l) + \underline{\dot{U}}^{-}(z+l) ,$$

der Zusammenhang zwischen $\underline{\dot{U}}^{+}(z)$ und $\underline{\dot{U}}^{+}(z+l)$ bzw. $\underline{\dot{U}}^{-}(z)$ und $\underline{\dot{U}}^{-}(z+l)$. Die Richtungs- und Bezugspfeile der einzelnen Wellen sind in Bild 1.4.1 definiert.

Unter Berücksichtigung der Normierung der transportierten Leistungen und damit (1.3.13) läßt sich schreiben

$$\underline{\dot{U}}^{+}(z) = \underline{\dot{M}}_U \underline{\dot{M}}_I^T \underline{\dot{U}}^{+}(z) \quad (1.4.2)$$

woraus mit (1.3.9) folgt

$$\underline{\dot{F}}^{\pm}(z) = \underline{\dot{M}}_I^T \underline{\dot{U}}^{\pm}(z) \quad (1.4.3)$$

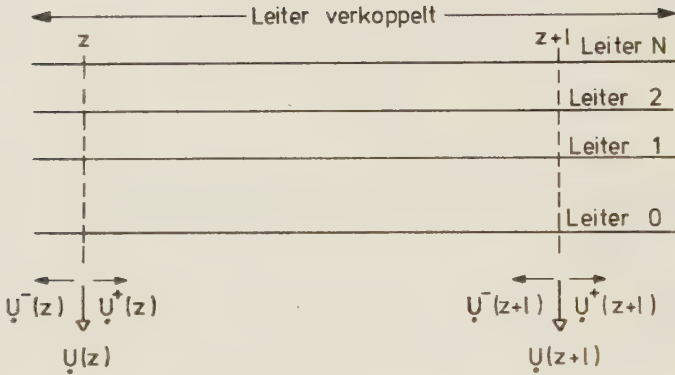


Bild 1.4.1: Verkoppeltes Leitersystem mit Bezugs- und Richtungspfeilen der Spannungsvektoren

Mit dem Ansatz

$$\underline{F}^+(z+l) = \underline{\Gamma} \underline{F}^+(z)$$

und

$$\underline{F}^-(z+l) = \underline{\Gamma}^* \underline{F}^-(z),$$

(1.4.4)

wobei $\underline{\Gamma}$ eine Diagonalmatrix gemäß

$$\underline{\Gamma} = \text{diag.}(e^{-j\beta_1 l}) = \begin{pmatrix} e^{-j\beta_1 l} & & 0 \\ & e^{-j\beta_2 l} & \\ 0 & & e^{-j\beta_N l} \end{pmatrix} \quad (1.4.5)$$

darstellt, resultiert für die Spannungsvektoren der vor- und rücklaufenden Wellen an der Stelle $z+l$

$$\underline{U}^\pm(z+l) = \underline{M}_U \underline{F}^\pm(z+l) \quad (1.4.6)$$

Zusammenfassend gilt also mit (1.4.6), (1.4.4) und (1.4.3) folgender Zusammenhang zwischen beliebigen vor- und rückwärtslaufenden Spannungswellen an den Orten z und $z+l$:

An der Torgruppe TG1: N-zeilige Wellenspalten $\underline{A}_1$ und $\underline{B}_1$

$\underline{Z}_1$: Matrix der Wellenwiderstände der angeschalteten Leitungen.

An der Torgruppe TG2: $\underline{A}_2, \underline{B}_2, \underline{Z}_2$.

Es gelte an der Stelle $z = 0$:

$$\left. \begin{matrix} \underline{I}(0) \\ \vdots \end{matrix} \right|_{\text{Ebene 1}} = \left. \begin{matrix} \underline{I}(0) \\ \vdots \end{matrix} \right|_{\text{Ebene 1}'} ;$$

$$\left. \begin{matrix} \underline{U}(0) \\ \vdots \end{matrix} \right|_{\text{Ebene 1}} = \left. \begin{matrix} \underline{U}(0) \\ \vdots \end{matrix} \right|_{\text{Ebene 1}'} ;$$

an der Stelle $z = \ell$:

$$\left. \begin{matrix} \underline{I}(\ell) \\ \vdots \end{matrix} \right|_{\text{Ebene 2}} = \left. \begin{matrix} \underline{I}(\ell) \\ \vdots \end{matrix} \right|_{\text{Ebene 2}'} ;$$

$$\left. \begin{matrix} \underline{U}(\ell) \\ \vdots \end{matrix} \right|_{\text{Ebene 2}} = \left. \begin{matrix} \underline{U}(\ell) \\ \vdots \end{matrix} \right|_{\text{Ebene 2}'} ;$$

Die Matrizen $\underline{Z}_1$ und $\underline{Z}_2$ sind N-reihige, quadratische, reelle Diagonalmatrizen

$$\underline{Z}_1 = \text{diag.} (Z_{1v}) \text{ bzw. } \underline{Z}_2 = \text{diag.}(Z_{2v}) ; \quad v \in N .$$

Gemäß der Definition der Wellenspalten $\underline{A}_1, \underline{B}_1, \underline{A}_2, \underline{B}_2$ (z.B. |1.24|) gilt also

für $z=0$

$$\underline{U}(0) = \underline{U}^+(0) + \underline{U}^-(0) ;$$

$$\underline{I}(0) = \underline{I}^+(0) + \underline{I}^-(0) ;$$

$$\underline{Z}_1^{1/2} \underline{I}(0) = \underline{A}_1 - \underline{B}_1 ;$$

$$\underline{Z}_1^{-1/2} \underline{U}(0) = \underline{A}_1 + \underline{B}_1 ;$$

$$\underline{U}^+(0) = \underline{Z}_C \underline{I}^+(0) ;$$

$$\underline{U}^-(0) = -\underline{Z}_C \underline{I}^-(0) ;$$

$$\underline{I}(0) = \underline{Z}_C^{-1} (\underline{U}^+(0) - \underline{U}^-(0)) ;$$

für $z=\ell$

$$\underline{U}(\ell) = \underline{U}^+(\ell) + \underline{U}^-(\ell) ;$$

$$\underline{I}(\ell) = \underline{I}^+(\ell) + \underline{I}^-(\ell) ;$$

$$\underline{Z}_2^{1/2} \underline{I}(\ell) = \underline{B}_2 - \underline{A}_2 ;$$

$$\underline{Z}_2^{-1/2} \underline{U}(\ell) = \underline{B}_2 + \underline{A}_2 ; \quad (1.5.1)$$

$$\underline{U}^+(\ell) = \underline{Z}_C \underline{I}^+(\ell) ;$$

$$\underline{U}^-(\ell) = -\underline{Z}_C \underline{I}^-(\ell) ;$$

$$\underline{I}(\ell) = \underline{Z}_C^{-1} (\underline{U}^+(\ell) - \underline{U}^-(\ell)) ;$$

Nun läßt sich aber (1.4.7) unter Berücksichtigung von (1.3.13) schreiben

$$\underline{U}^+(x) = \underline{M}_U \Gamma \underline{M}_U^{-1} \underline{U}^+(0) = \Gamma \underline{U}^+(0)$$

und

$$\underline{U}^-(x) = \underline{M}_U \Gamma^* \underline{M}_U^{-1} \underline{U}^-(0) = \Gamma^* \underline{U}^-(0) \quad (1.5.2)$$

mit

$$\Gamma = \underline{M}_U \Gamma \underline{M}_U^{-1} ,$$

der Transformationsmatrix der Leiterspannungen. Damit gilt aber auch die Beziehung

$$\Gamma \Gamma^* = \underline{E} \quad . \quad . \quad (1.5.3)$$

Aus (1.5.1) und (1.5.2) folgt

$$\underline{Z}_1^{1/2} \underline{Z}_C^{-1} \left[\underline{U}^+(0) - \underline{U}^-(0) \right] = \underline{A}_1 - \underline{B}_1 \quad ; \quad (1.5.4)$$

$$\underline{U}^+(0) + \underline{U}^-(0) = \underline{Z}_1^{1/2} (\underline{A}_1 + \underline{B}_1) \quad ; \quad (1.5.5)$$

$$\underline{Z}_2^{1/2} \underline{Z}_C^{-1} \left[\Gamma \underline{U}^+(0) - \Gamma^* \underline{U}^-(0) \right] = \underline{B}_2 - \underline{A}_2 \quad ; \quad (1.5.6)$$

$$\Gamma \underline{U}^+(0) + \Gamma^* \underline{U}^-(0) = \underline{Z}_2^{1/2} (\underline{A}_2 + \underline{B}_2) \quad . \quad (1.5.7)$$

Aus den Gleichungen (1.5.4) und (1.5.5) folgt nach Zwischenrechnung

$$\underline{U}^-(0) = \frac{1}{2} \left[(\underline{Z}_1^{1/2} - \underline{Z}_C \underline{Z}_1^{-1/2}) \underline{A}_1 + (\underline{Z}_1^{1/2} + \underline{Z}_C \underline{Z}_1^{-1/2}) \underline{B}_1 \right] ; \quad (1.5.8)$$

$$\underline{U}^+(0) = \frac{1}{2} \left[(\underline{Z}_1^{1/2} + \underline{Z}_C \underline{Z}_1^{-1/2}) \underline{A}_1 + (\underline{Z}_1^{1/2} - \underline{Z}_C \underline{Z}_1^{-1/2}) \underline{B}_1 \right] ; \quad (1.5.9)$$

und aus den Gleichungen (1.5.6) und (1.5.7)

$$\underline{U}^-(0) = \frac{1}{2} \left[\Gamma (\underline{Z}_2^{1/2} + \underline{Z}_C \underline{Z}_2^{-1/2}) \underline{A}_2 + \Gamma (\underline{Z}_2^{1/2} - \underline{Z}_C \underline{Z}_2^{-1/2}) \underline{B}_2 \right] ; \quad (1.5.10)$$

$$\underline{U}^+(0) = \frac{1}{2} \left[\Gamma^* (\underline{Z}_2^{1/2} - \underline{Z}_C \underline{Z}_2^{-1/2}) \underline{A}_2 + \Gamma^* (\underline{Z}_2^{1/2} + \underline{Z}_C \underline{Z}_2^{-1/2}) \underline{B}_2 \right] . \quad (1.5.11)$$

Mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned}\underline{\dot{K}} &= \underline{\dot{Z}}_1^{1/2} - \underline{\dot{Z}}_C \underline{\dot{Z}}_1^{-1/2} ; \\ \underline{\dot{L}} &= \underline{\dot{Z}}_1^{1/2} + \underline{\dot{Z}}_C \underline{\dot{Z}}_1^{-1/2} ; \\ \underline{\dot{O}} &= \underline{\dot{T}}(\underline{\dot{Z}}_2^{1/2} + \underline{\dot{Z}}_C \underline{\dot{Z}}_2^{-1/2}) ; \\ \underline{\dot{P}} &= \underline{\dot{T}}(\underline{\dot{Z}}_2^{1/2} - \underline{\dot{Z}}_C \underline{\dot{Z}}_2^{-1/2}) ;\end{aligned}\tag{1.5.12}$$

läßt sich aus (1.5.8) - (1.5.11) und der Tatsache, daß $\underline{\dot{Z}}_C = \underline{\dot{Z}}_C^*$, folgendes herleiten

$$\begin{aligned}\underline{\dot{S}}_{11} &= (\underline{\dot{L}} - \underline{\dot{P}}\underline{\dot{O}}^{*-1}\underline{\dot{K}})^{-1} (\underline{\dot{P}}\underline{\dot{O}}^{*-1}\underline{\dot{L}} - \underline{\dot{K}}) \\ \underline{\dot{S}}_{12} &= (\underline{\dot{L}} - \underline{\dot{P}}\underline{\dot{O}}^{*-1}\underline{\dot{K}})^{-1} (\underline{\dot{O}} - \underline{\dot{P}}\underline{\dot{O}}^{*-1}\underline{\dot{P}}^*) \\ \underline{\dot{S}}_{21} &= (\underline{\dot{L}}\underline{\dot{K}}^{-1}\underline{\dot{O}}^* - \underline{\dot{P}})^{-1} (\underline{\dot{L}}\underline{\dot{K}}^{-1}\underline{\dot{L}} - \underline{\dot{K}}) \\ \underline{\dot{S}}_{22} &= (\underline{\dot{L}}\underline{\dot{K}}^{-1}\underline{\dot{O}}^* - \underline{\dot{P}})^{-1} (\underline{\dot{O}} - \underline{\dot{L}}\underline{\dot{K}}^{-1}\underline{\dot{P}}^*) .\end{aligned}\tag{1.5.13}$$

Die Untermatrizen $\underline{\dot{S}}_{11}$, $\underline{\dot{S}}_{12}$, $\underline{\dot{S}}_{21}$ und $\underline{\dot{S}}_{22}$ bilden die Gesamt-Streumatrix $\underline{\dot{S}}$ des Systems der gekoppelten Leitungen, die definiert ist als

$$\text{mit } \underline{\dot{B}} = \underline{\dot{S}} \underline{\dot{A}} \quad \text{und} \quad \underline{\dot{A}} = \begin{bmatrix} \underline{\dot{A}}_1 \\ \underline{\dot{A}}_2 \end{bmatrix} .$$

1.6 Sonderfälle

Die in den Gleichungen (1.5.13), Abschnitt 1.5, aufgestellten Streukoeffizienten beinhalten bei Gültigkeit der in Abschnitt 1.1 getroffenen Voraussetzungen sämtliche in der Literatur behandelten Fälle verkoppelter Leitungen.

In diesem Abschnitt sollen daher die wichtigsten Fälle von Leitungsrichtkopplern in diese Streumatrix eingeordnet werden. Diese Einordnung wird allerdings nur soweit vollzogen, als nachgewiesen wird,

daß unter bereits bekannten Bedingungen Richtkopplerverhalten auftritt. So wird bei der im Unterabschnitt 1.6.2 untersuchten symmetrischen 3-Draht-Leitung gezeigt, daß unter bestimmten Bedingungen Eigenreflexionsfreiheit erzeugt wird; Eigenreflexionsfreiheit impliziert jedoch die Entkopplung mindestens zweier Tore. Dies kann leicht aus der unitären Streumatrix eines verlustlosen und bezüglich einer Ebene symmetrischen 4-Tores gezeigt werden. Daß Eigenreflexionsfreiheit auch im inhomogenen Dielektrikum auftreten kann, allerdings unter in der Praxis schwer zu erfüllenden Forderungen, wird ebenfalls in 1.6.2 gezeigt; die Ergebnisse korrespondieren mit denen von DALLEY [1.17].

Etwas ausführlicher wird in Unterabschnitt 1.6.3 die unsymmetrische 3-Draht-Leitung im homogenen Dielektrikum analysiert. Neben dem Nachweis der Eigenreflexionsfreiheit wird dabei der Streukoeffizient der Oberkopplung untersucht; die interessanten Resultate von CRISTAL [1.18] finden hier eine Bestätigung.

1.6.1 2-Draht-Leitung

Selbstverständlich ist der Fall einer einfachen Leitung (Leitungs-2-Tor mit $N = 1$) mit dem Wellenwiderstand Z_C , die mit Leitungen der Wellenwiderstände Z_1 und Z_2 abgeschlossen ist, ebenfalls in (1.5.13) enthalten.

Die Matrizen entarten hier zu skalären Faktoren und man erhält z.B. für den Eigenreflexionskoeffizienten s_{11}

$$s_{11} = \frac{e^{-j2\beta l} \left(\sqrt{Z_2} - \frac{Z_C}{\sqrt{Z_2}} \right) \left(\sqrt{Z_2} + \frac{Z_C}{\sqrt{Z_2}} \right)^{-1} \left(\sqrt{Z_1} + \frac{Z_C}{\sqrt{Z_1}} \right) - \left(\sqrt{Z_1} - \frac{Z_C}{\sqrt{Z_1}} \right)}{\left(\sqrt{Z_1} + \frac{Z_C}{\sqrt{Z_1}} \right) - e^{-j2\beta l} \left(\sqrt{Z_2} - \frac{Z_C}{\sqrt{Z_2}} \right) \left(\sqrt{Z_2} + \frac{Z_C}{\sqrt{Z_2}} \right)^{-1} \left(\sqrt{Z_1} - \frac{Z_C}{\sqrt{Z_1}} \right)}$$

Für Eigenreflexionsfreiheit erhält man die Bedingung

$$e^{-j2\beta l} \left(\sqrt{Z_2} - \frac{Z_C}{\sqrt{Z_2}} \right) \left(\sqrt{Z_1} + \frac{Z_C}{\sqrt{Z_1}} \right) - \left(\sqrt{Z_1} - \frac{Z_C}{\sqrt{Z_1}} \right) \left(\sqrt{Z_2} + \frac{Z_C}{\sqrt{Z_2}} \right) \stackrel{!}{=} 0 ,$$

die erfüllbar ist für die Fälle

- a) $e^{-j2\beta\ell} = +1$, d.h. $\ell = n \lambda/2$ und $Z_1 = Z_2$; $n = 0, 1, 2, \dots$
- b) $e^{-j2\beta\ell} = -1$, d.h. $\ell = n \lambda/4$ und $Z_C = \sqrt{Z_1 Z_2}$; $n = 1, 3, 5, 7, \dots$
- c) ℓ beliebig und $Z_1 = Z_2 = Z_C$.

1.6.2 Symmetrische 3-Draht-Leitung im homogenen und inhomogenen Dielektrikum

Handelsübliche Richtkoppler sind meist als symmetrische, gekoppelte Leitungen im homogenen Medium mit identischen Abschluß-Wellenwiderständen an allen 4 Toren ausgeführt (Koaxial-, Streifenleitungsrichtkoppler). Diese Form von gekoppelten Leitungen soll hier untersucht und ihre Verwendbarkeit als Richtkoppler nachgeprüft werden. Als Nebenprodukt der Rechnung wird sich zeigen, daß bei einem ungeradzahligen Verhältnis der auftretenden Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Eigenwellen auch im inhomogenen Medium Eigenreflexionsfreiheit und damit Richtkopplerverhalten möglich ist [1.17].

Um Eigenreflexionsfreiheit zu erhalten, muß die Hauptdiagonale der Streumatrix des betrachteten Kopplers verschwinden. Da für die Untermatrizen $\underline{S}_{11}$ und $\underline{S}_{22}$ gilt, daß $\underline{S}_{11} = \underline{S}_{22}$, und da z.B. $\underline{S}_{22}$ in der Form

$$\underline{S}_{22} = \underline{C}^{-1} \underline{D}$$

$$\text{mit } \underline{C} = \underline{L} \underline{K}^{-1} \underline{Q}^* - \underline{P} \quad \text{und} \quad \underline{D} = \underline{Q} - \underline{L} \underline{K}^{-1} \underline{P}^* \quad (1.6.1)$$

geschrieben werden kann, ist zu fordern, daß gilt

$$c_{11} d_{11} \stackrel{!}{=} c_{12} d_{12} . \quad (1.6.2)$$

Die $c_{\nu\mu}$ bzw. $d_{\nu\mu}$ sind dabei die Koeffizienten der Matrizen $\underline{C}$ bzw. $\underline{D}$. Bekanntlich unterscheidet man bei zwei symmetrischen gekoppelten Leitungen zwischen Wellentypen, die durch Gleichtakt- bzw. Gegentaktanregung der Leiter zustande kommen, weshalb hier für die normierte Modalmatrix der Spannung

$$\underline{M}_U = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \Omega^{1/2}$$

gilt. Die Diagonalmatrix der Phasenmaße hat die Form

$$\underline{\Gamma} = \begin{pmatrix} e^{-j\beta_1 l} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta_2 l} \end{pmatrix}$$

woraus sich dann für die Transformationsmatrix $\underline{T}$ der Leiterspannungen der Ausdruck

$$\underline{T} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{-j\beta_1 l} + e^{-j\beta_2 l} & e^{-j\beta_1 l} - e^{-j\beta_2 l} \\ e^{-j\beta_1 l} - e^{-j\beta_2 l} & e^{-j\beta_1 l} + e^{-j\beta_2 l} \end{pmatrix}$$

ergibt. Mit der Matrix des charakteristischen Wellenwiderstandes $\underline{Z}_C$

$$\underline{Z}_C = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{12} & Z_{11} \end{pmatrix}$$

und mit identischen Leitungsabschlüssen, d.h. $\underline{Z}_1 = \underline{Z}_2 = \underline{Z}_E$, erhält man dann für die relevanten Matrizen $\underline{K}$, $\underline{L}$, $\underline{O}$, $\underline{P}$ die Ausdrücke:

$$\underline{K} = \frac{1}{\sqrt{Z}} \begin{pmatrix} Z - Z_{11} & -Z_{12} \end{pmatrix}$$

$$\underline{L} = \frac{1}{\sqrt{Z}} \begin{pmatrix} Z + Z_{11} & Z_{12} \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= \frac{1}{2\sqrt{Z}} \begin{pmatrix} (e^{-j\beta_1 l} + e^{-j\beta_2 l})(Z + Z_{11}) + (e^{-j\beta_1 l} - e^{-j\beta_2 l})Z_{12} & \swarrow \searrow \\ (e^{-j\beta_1 l} + e^{-j\beta_2 l})Z_{12} + (e^{-j\beta_1 l} - e^{-j\beta_2 l})(Z + Z_{11}) & \end{pmatrix} \\ \dot{P} &= \frac{1}{2\sqrt{Z}} \begin{pmatrix} (e^{-j\beta_1 l} + e^{-j\beta_2 l})(Z - Z_{11}) - (e^{-j\beta_1 l} - e^{-j\beta_2 l})Z_{12} & \swarrow \searrow \\ -(e^{-j\beta_1 l} + e^{-j\beta_2 l})Z_{12} + (e^{-j\beta_1 l} - e^{-j\beta_2 l})(Z - Z_{11}) & \end{pmatrix} . \end{aligned}$$

Aus diesen Matrizen lassen sich nun mit (1.6.1) die Koeffizienten der Matrizen $\dot{C}$ und $\dot{D}$ berechnen. Nach längerer Zwischenrechnung kann dann gezeigt werden, daß damit (1.6.2) erfüllbar ist für die Fälle:

$$a) \quad Z^2 = Z_{11}^2 - Z_{12}^2 \quad \text{und} \quad \beta_1 = \beta_2 = \beta \quad (1.6.3)$$

für beliebige Längen

$$b) \quad Z^2 = Z_{11}^2 - Z_{12}^2 \quad \text{und z.B.} \quad \beta_1 = (2n+1)\beta_2, \\ n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1.6.4) \\ \text{und} \quad \beta_1 l = \pi/2 .$$

$$\text{Die Beziehung} \quad \dot{M}_U = \dot{Z}_C \dot{M}_I \quad (1.6.5)$$

läßt sich im hier behandelten Fall, in dem die Eigenvektoren einer Gleichtakt- bzw. Gegentaktanregung entsprechen (even-, bzw. odd-mode) ausführlich schreiben

$$\begin{pmatrix} U_{1e} & U_{10} \\ U_{2e} & U_{20} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{1e} & I_{10} \\ I_{2e} & I_{20} \end{pmatrix} \quad (1.6.6)$$

wobei gilt

$$\begin{aligned} U_{1e} &= U_{2e} = U_e & ; \\ I_{1e} &= I_{2e} = I_e & ; \\ U_{10} &= -U_{20} = U_0 & ; \\ I_{10} &= -I_{20} = I_0 . \end{aligned} \quad (1.6.7)$$

Aus (1.6.6) und (1.6.7) folgt somit

$$\begin{aligned} U_e &= (Z_{11} + Z_{12}) I_e, \\ U_e &= (Z_{21} + Z_{22}) I_e, \\ \text{ sowie } U_0 &= (Z_{11} - Z_{12}) I_0, \\ - U_0 &= (Z_{21} - Z_{22}) I_0. \end{aligned} \quad (1.6.8)$$

Da außerdem

$$\begin{aligned} U_e &= Z_e I_e \\ \text{ und } U_0 &= Z_0 I_0 \end{aligned} \quad \text{gilt,} \quad (1.6.9)$$

wobei Z_e bzw. Z_0 die Wellenwiderstände der beiden orthogonalen Wellentypen darstellen, ergeben sich die Matrixelemente von Z_C zu

$$\begin{aligned} Z_{11} &= Z_{22} = \frac{1}{2} (Z_e + Z_0) \\ \text{ und } Z_{21} &= Z_{12} = \frac{1}{2} (Z_e - Z_0). \end{aligned} \quad (1.6.10)$$

Somit läßt sich die Forderung $Z^2 = Z_{11}^2 - Z_{12}^2$ in die bekannte Bedingung

$$Z^2 = Z_e Z_0 \quad (1.6.11)$$

überführen.

1.6.3 Unsymmetrische 3-Draht-Leitung im homogenen Dielektrikum

In diesem Unterabschnitt wird eine Struktur untersucht, die sich durch Bild 1.6.1 beschreiben läßt. Zu beachten ist dabei, daß sowohl Leiter 1 als auch Leiter 2 an den beiden Enden der verkoppelten Zone mit jeweils gleichen Leitungen (Widerständen) beschaltet sind, wobei Leiter 1 eine im allgemeinen Fall gegenüber Leiter 2 unterschiedliche Querschnittsgeometrie aufweist, wie z.B. für eine Ausführung in Streifenleitungstechnik in Bild 1.6.1b) angedeutet ist.

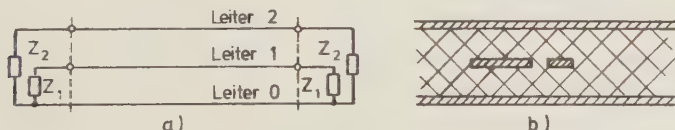


Bild 1.6.1: Verkoppelte unsymmetrische 3-Draht-Leitung

a) Ersatzschaltbild

b) Mögliche Ausführungsform in Streifenleitungstechnik

Aufgrund der Reziprozität und der geometrischen Symmetrie bezüglich einer, die Länge der verkoppelten Leitung halbierenden, Ebene ergibt sich für die gezeigte Schaltung zunächst folgende Streumatrix

$$\underline{\underline{S}} = \begin{pmatrix} \underline{\underline{S}}_{11} & \underline{\underline{S}}_{12} \\ \underline{\underline{S}}_{12} & \underline{\underline{S}}_{11} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & S_{22} & S_{14} & S_{24} \\ S_{13} & S_{14} & S_{11} & S_{12} \\ S_{14} & S_{24} & S_{12} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (1.6.12)$$

Für die Matrizen der Induktivitäts- und Kapazitätsbeläge gilt

$$\underline{\underline{L}}' = \begin{pmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{12} & L_{22} \end{pmatrix} \text{ und } \underline{\underline{C}}' = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{12} & C_{22} \end{pmatrix} \quad \text{und damit}$$

$$\underline{\underline{L}}' \underline{\underline{C}}' = \begin{pmatrix} L_{11}C_{11} + L_{12}C_{12} & L_{11}C_{12} + L_{12}C_{22} \\ L_{12}C_{11} + L_{22}C_{12} & L_{12}C_{12} + L_{22}C_{22} \end{pmatrix} \quad (1.6.13)$$

Die Beschaltungsmatrizen $\underline{\underline{Z}}_1$ und $\underline{\underline{Z}}_2$ ergeben sich aus den skalaren Wellenwiderständen Z_1 und Z_2 zu

$$\underline{\underline{Z}}_1 = \underline{\underline{Z}}_2 = \begin{pmatrix} Z_1 & 0 \\ 0 & Z_2 \end{pmatrix} \quad (1.6.14)$$

Aus physikalischen Gründen wird nun im homogenen Medium nur eine Ausbreitungsgeschwindigkeit auftreten, die sich sowohl durch die Materialparameter des Dielektrikum zu

$$\frac{1}{v^2} = \mu_0 \epsilon$$

als auch nach Gleichung (1.2.8) zu

$$\frac{1}{v^2} = \frac{1}{2} (L_{11}C_{11} + L_{22}C_{22} + 2 L_{12}C_{12}) \quad (1.6.15)$$

berechnen läßt. Mit der Erkenntnis, daß nur ein zweifacher Eigenwert existiert ($p=2$), ergeben sich aus Gleichung (1.6.15) weiterhin die Beziehungen

$$\begin{aligned} L_{11}c_{11} &= L_{22}c_{22} \quad \text{und} \quad L_{11}c_{12} + L_{12}c_{22} = 0 \\ \text{bzw.} \quad L_{22}c_{12} + L_{12}c_{11} &= 0 \end{aligned} \quad (1.6.16)$$

Man erhält somit für die Matrix $\underline{L}'\underline{c}'$ eine Diagonalmatrix mit den Koeffizienten $1/v^2 = L_{11}c_{11} + L_{12}c_{12}$. Daraus folgt, daß die charakteristische Matrix Nullmatrix wird, deren Rang dann definitionsgemäß $r=0$ ist.

Die Eigenwertgleichungen (1.2.7) und (1.2.9) können nun folgendermaßen geschrieben werden

$$\frac{1}{v^2} \underline{E} \underline{U}_v = \frac{1}{v^2} \underline{U}_v \quad \text{und} \quad \frac{1}{v^2} \underline{E} \underline{I}_v = \frac{1}{v^2} \underline{I}_v \quad ,$$

woraus man erkennt, daß jeder Vektor $\underline{U}_v$ bzw. $\underline{I}_v$ Eigenvektor der Matrix $\underline{L}'\underline{c}'$ sein kann. Die Eigenvektoren sind jedoch so zu wählen, daß einerseits die sich aus (1.3.11) und (1.3.6) ergebende Beziehung

$$\underline{Z}_c = \underline{M}_U \underline{M}_U^T$$

als auch die aus den Eigenwertgleichungen herleitbaren Gleichungen

$$\underline{Z}_c = v \underline{L}' \quad \text{sowie} \quad \underline{Z}_c = \frac{1}{v} \underline{c}'^{-1} \quad (1.6.17)$$

erfüllt werden. Mit der Transformationsmatrix $\underline{T} = e^{-j\beta l} \underline{E}$ ergeben sich für die Matrizen $\underline{K}$, $\underline{L}$, $\underline{Q}$ und $\underline{P}$ folgende Ausdrücke:

$$\underline{K} = \begin{pmatrix} \sqrt{Z_1} - \frac{Z_{11}}{\sqrt{Z_1}} & -\frac{Z_{12}}{\sqrt{Z_2}} \\ -\frac{Z_{12}}{\sqrt{Z_1}} & \sqrt{Z_2} - \frac{Z_{22}}{\sqrt{Z_2}} \end{pmatrix} ,$$

$$\underline{L} = \begin{pmatrix} \sqrt{Z_1} + \frac{Z_{11}}{\sqrt{Z_1}} & \frac{Z_{12}}{\sqrt{Z_2}} \\ \frac{Z_{12}}{\sqrt{Z_1}} & \sqrt{Z_2} + \frac{Z_{22}}{\sqrt{Z_2}} \end{pmatrix},$$

$$\underline{O} = e^{-j\beta l} \underline{L} \quad \text{und} \quad \underline{P} = e^{-j\beta l} \underline{K}.$$

Nun sollen die Bedingungen ermittelt werden, unter denen das 4-Tor eigenreflexionsfrei wird und damit Richtkopplerverhalten aufweist. Für die Untermatrizen $\underline{S}_{11}$ und $\underline{S}_{22}$ der Gleichungen (1.5.13) kann wieder geschrieben werden

$$\underline{S}_{11} = \underline{S}_{22} = \underline{C}^{-1} \underline{D} \quad (1.6.18)$$

wobei jetzt mit der Forderung $s_{11} = 0$ und $s_{22} = 0$ die beiden Bedingungen

$$c_{22}d_{11} - c_{12}d_{21} = 0 \quad (1.6.19)$$

und
$$c_{11}d_{22} - c_{21}d_{12} = 0$$

verknüpft sind. Die $c_{\mu\nu}$ und $d_{\mu\nu}$ sind wiederum die Koeffizienten der Matrizen $\underline{C}$ und $\underline{D}$, die mit den Matrizen $\underline{K}$, $\underline{L}$, $\underline{O}$, $\underline{P}$ berechnet werden können.

Nach längerer Zwischenrechnung zeigt sich, daß die Gleichungen

$$Z_1 = \left(\frac{Z_{11}}{Z_{22}} \det \underline{Z}_C \right)^{1/2} \quad (1.6.20)$$

und
$$Z_2 = \left(\frac{Z_{22}}{Z_{11}} \det \underline{Z}_C \right)^{1/2}$$

notwendige und hinreichende Forderungen zur Erfüllung der Gleichungen (1.6.19) sind.

Den das Koppelverhalten der Leiteranordnung beschreibenden Streukoeffizienten s_{12} erhält man aus (1.6.18)

$$s_{12} = \frac{c_{11}d_{21} - c_{21}d_{11}}{c_{11}c_{22} - c_{12}c_{21}} \quad (1.6.21)$$

Für die Frequenz, für die die Länge der verkoppelten Leitungen gleich dem 0,25fachen der Wellenlänge ist, ergeben sich für die interessierenden Koeffizienten die Gleichungen

$$\begin{aligned} c_{11}n &= 2(Z_1\sqrt{Z_2} - Z_{22}\frac{Z_1}{\sqrt{Z_2}} + Z_{11}^2\frac{\sqrt{Z_2}}{Z_1} - \frac{Z_{11}^2Z_{22}}{Z_1\sqrt{Z_2}} + \frac{Z_{11}Z_{12}^2}{Z_1\sqrt{Z_2}}) ; \\ c_{12}n &= 2(\frac{Z_{11}Z_{12}}{\sqrt{Z_1}} - \frac{Z_{11}Z_{22}Z_{12}}{Z_2\sqrt{Z_1}} + \frac{Z_{12}^3}{Z_2\sqrt{Z_1}} + Z_{12}\sqrt{Z_1} + Z_{12}Z_{22}\frac{\sqrt{Z_1}}{Z_2} ; \\ c_{21}n &= 2(Z_{12}\sqrt{Z_2} + Z_{12}\sqrt{Z_2}\frac{Z_{11}}{Z_2} + \frac{Z_{12}^3}{Z_1\sqrt{Z_2}} + \frac{Z_{12}Z_{22}}{\sqrt{Z_2}} - \frac{Z_{11}Z_{22}Z_{12}}{Z_1\sqrt{Z_2}}) ; \\ c_{22}n &= 2(\frac{Z_{12}^2}{\sqrt{Z_1}} + \frac{Z_{12}^2Z_{22}}{Z_2\sqrt{Z_1}} + Z_2\sqrt{Z_1} - Z_{11}\frac{Z_2}{\sqrt{Z_1}} + Z_{22}^2\frac{\sqrt{Z_1}}{Z_2} - \frac{Z_{11}Z_{22}^2}{Z_2\sqrt{Z_1}}) ; \\ d_{11}n &= 2(-Z_1\sqrt{Z_2} + Z_{22}\frac{Z_1}{\sqrt{Z_2}} + Z_{11}^2\frac{\sqrt{Z_2}}{Z_1} - \frac{Z_{11}^2Z_{22}}{Z_1\sqrt{Z_2}} + \frac{Z_{11}Z_{12}^2}{Z_1\sqrt{Z_2}} + \frac{Z_{12}^2}{\sqrt{Z_2}}) ; \\ d_{21}n &= 2(\frac{Z_{12}Z_{22}}{\sqrt{Z_2}} - \frac{Z_{11}Z_{22}Z_{12}}{Z_1\sqrt{Z_2}} + \frac{Z_{12}^3}{Z_1\sqrt{Z_2}} - Z_{12}\sqrt{Z_2} + Z_{12}Z_{12}\frac{\sqrt{Z_2}}{Z_1}) ; \end{aligned}$$

$$\text{mit } n \neq 0 \quad (1.6.22)$$

Berücksichtigt man außerdem die oben für Eigenreflexionsfreiheit gewonnenen Beziehungen (1.6.20), so erhält man nach Zwischenrechnung schließlich

$$s_{12} = \frac{Z_{12}}{\sqrt{Z_{11}Z_{22}}} \quad (1.6.23)$$

Betrachtet man Gleichung (1.6.17), so folgt mit der Definition der Koeffizienten der Matrix c' nach (1.2.4), daß stets die Bedingungen

$$Z_{11} \geq Z_{12} \quad (1.6.24)$$

$$Z_{22} \geq Z_{12}$$

erfüllt sein müssen.

Aus (1.6.20) und (1.6.23) ergibt sich die Gleichung

$$Z_{12}^2 = \frac{s_{12}^2}{1 - s_{12}^2} Z_1 Z_2 ,$$

so daß für die Forderungen $Z_{11} - Z_{12} \geq 0$ geschrieben werden kann

$$\left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^{1/2} \left[Z_1 Z_2 \left(1 + \frac{s_{12}^2}{1 - s_{12}^2}\right) \right]^{1/2} - (Z_1 Z_2)^{1/2} \left(\frac{s_{12}^2}{1 - s_{12}^2}\right)^{1/2} \geq 0$$

woraus schließlich die Beziehung

$$s_{12} \leq \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^{1/2} \quad (1.6.25)$$

resultiert. Desgleichen ergibt sich aus der Forderung $Z_{22} \geq Z_{12}$ die Beziehung

$$s_{12} \leq \left(\frac{Z_2}{Z_1}\right)^{1/2} . \quad (1.6.26)$$

Aus (1.6.25) und (1.6.26) folgt, daß es unmöglich ist, einen impedanztransformierenden Richtkoppler zu bauen, dessen bezogene überkoppelte Leistung größer als das Impedanztransformationsverhältnis ist.

Die in diesem Unterabschnitt erzielten Ergebnisse stimmen mit denen, die CRISTAL [1.18] auf anderem Wege berechnete, überein.

2. Die symmetrische 3-Leiter-Leitung

2.0 Überblick

Im Gegensatz zu den in Kapitel 1 behandelten, allgemeinen verkoppelten Leitungen, ist die Analyse der symmetrischen 3-Leiter-Leitung, speziell im homogenen Dielektrikum, schon seit langer Zeit durchgeführt. So liegen ausführliche Untersuchungen, vor allem über die interessante Anwendung solcher Leitungen als Richtkoppler, z.B. von FIRESTONE [1.1], WOLF [1.3] und OLIVER [1.4] vor (siehe auch [2.1]). Eine andere Methode, die zur Analyse symmetrischer 3-Leiter-Leitungen sehr geeignet ist und die auf dem Symmetrietheorem von BARTLETT basiert, wurde von REED und WHEELER vorgestellt [2.2].

In der Folgezeit wandte sich das Interesse vieler Autoren der Frage der Synthese sehr breitbandiger Richtkoppler zu. Dieses Problem konnte durch die Cascadierung mehrerer unterschiedlicher Richtkoppler gelöst werden, wie z.B. CRISTAL und YOUNG [1.7] gezeigt haben.

Durch die Einführung und bevorzugte Anwendung der Mikrostreifenleitungstechnik wurde jedoch die Erfahrung gemacht, daß die Ergebnisse, die für ein sich im homogenen Dielektrikum erstreckendes elektromagnetisches Feld gewonnen wurden, nur bedingt bei der in vielen Punkten vorteilhaften Mikrostreifenleitung brauchbar sind. So wurde von LEVY [2.3] und BRENNER [1.15], [2.4] auf die bedauerlich geringe Richtdämpfung von Richtkopplern aus Mikrostreifenleitungen aufgrund der unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten der beiden Wellentypen hingewiesen und dieses Verhalten erklärt. 1970 gab dann PODELL [2.5] qualitative Hinweise zur Überwindung dieses Problems, während DE RONDE [2.6] 1972 experimentell ermittelte Strukturen sehr breitbandiger Richtkoppler hoher Richtdämpfung vorstellte. Der erste Vorschlag für berechenbare Richtkoppler brauchbarer Richtdämpfung aus Mikrostreifenleitungen wurde ebenfalls 1972 veröffentlicht [2.7]. ARNDT behandelt in einer Arbeit 1973 Richtkoppler in Mikrostreifenleitungstechnik, denen ebenfalls die Idee Podells zugrunde gelegt wurde [2.8]. Ziel dieses Kapitels ist eine kurze, geschlossene Darstellung der wichtigsten Eigenschaften der symmetrischen, in Längsrichtung homogenen 3-Leiter-Leitung, sowie die Erarbeitung und Berechnung neuer Strukturen für den Bau von Richtkopplern. Hierzu wird das Verfahren nach [2.2] erweitert und die Doppelsymmetrie der Schaltung zu einer übersichtlichen Darstellung ihrer bereits bekannten Eigenschaften in Abschnitt 2.1 verwendet. Die Ausnutzung der Doppelsymmetrie gekoppelter Leitungen zur Analyse von Richtkopplern erfolgte erstmals 1972 in [2.4] und [2.7].

In Abschnitt 2.2 werden dann mit dieser Analysemmethode nochmals die $\frac{\lambda}{4}$ -Leitungskoppler im homogenen und inhomogenen Medium kurz behandelt. Nach diesen, einen Überblick gebenden, Abschnitten folgt dann in Abschnitt 2.3 die Vorstellung neuer Strukturen für Richtkoppler aus Mikrostreifenleitungen und ihre Dimensionierung.

Wesentliche Erkenntnis dieser Untersuchung ist die Möglichkeit der Realisierbarkeit von Richtkopplern sowohl in reiner Leitungsschaltung

als auch in Kombination mit konzentrierten Elementen. Von den verschiedenen vorgeschlagenen Möglichkeiten ist die interessanteste die, bei der die gekoppelten Leitungen mit konzentrierten Kapazitäten beschaltet werden, die bevorzugt in interdigitaler Form realisiert werden.

Die Ermittlung der genauen Eigenschaften solcher Kapazitäten ist ein schwieriges und ungelöstes feldtheoretisches Problem, weshalb ebenfalls in Abschnitt 2.3 die Ergebnisse experimenteller Untersuchungen dazu erörtert werden. Einige Schaltungsbeispiele für die verschiedenen Ausführungsformen beschließen diesen Abschnitt.

Zu einer, nach dem gewählten Analyseverfahren ausgeführten, möglichst umfassenden Beschreibung der Eigenschaften der 3-Leiter-Leitung gehört jedoch nicht nur die Klärung ihres Verhaltens bezüglich ihrer Anschlußtore, z.B. durch Bestimmung der Streukoeffizienten, sondern auch eine Analyse elektromagnetischer Vorgänge in den betreffenden Leitungsschaltungen. In Abschnitt 2.4 werden deshalb einige, unter den gemachten vereinfachenden Annahmen definierbare Zustandsgrößen im Koppelraum von 3-Leiter-Leitungen näher untersucht.

Eine ähnliche Aufgabenstellung, allerdings für spezielle Querschnittskonfigurationen gekoppelter Leiter, und mit einem anderen Lösungsansatz, finden sich in [2.9]. Einige Ergebnisse und Formulierungen dieses Kapitels wurden bereits in [2.10], [2.11] fixiert, ausführliche allgemeine Untersuchungen über Verzweigungen unterschiedlicher Symmetrie finden sich in [2.12].

2.1 Analyse doppel-symmetrischer, linearer und reziproker 4-Tore

Ist eine im Querschnitt symmetrische, in Längsrichtung homogene 3-Leiter-Leitung in einem Frequenzdefinitionsbereich als 4-Tor zu betrachten, so kann diese als eine Schaltung mit zwei Symmetrieebenen SE1 und SE 2 nach Bild 2.1.1 aufgefaßt werden.

Bei einer Beschreibung des 4-Tors durch ihre Streumatrix $\underline{S}$, bzw. deren Koeffizienten $s_{\mu\nu}$ gilt allgemein:

$$\underline{B} = \underline{S} \underline{A}$$

wobei

$$\underline{B}^T = (b_1 \ b_2 \ b_3 \ b_4) \text{ und } \underline{A}^T = (a_1 \ a_2 \ a_3 \ a_4) \text{ ist.}$$

(2.1.1)

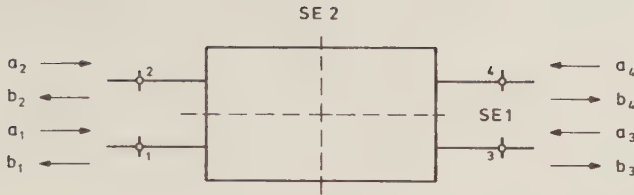


Bild 2.1.1: Doppelsymmetrisches 4-Tor mit Tornumerierung, Wellengrößen und Symmetrieebenen SE1 und SE2.

Aufgrund der vorausgesetzten Reziprozität gilt

$$S_{\mu\nu} = S_{\nu\mu}$$

und aus der Existenz von SE1 bzw. SE2 folgt

$$\begin{aligned} S_{11} &= S_{22} \quad ; \quad S_{33} = S_{44} \quad , \\ S_{31} &= S_{42} \quad ; \quad S_{32} = S_{41} \quad , \\ \text{bzw.} \quad S_{22} &= S_{44} \quad ; \quad S_{11} = S_{33} \quad , \\ S_{21} &= S_{43} \quad ; \quad S_{41} = S_{32} \quad , \end{aligned} \tag{2.1.2}$$

so daß sich die Anzahl der charakteristischen Streukoeffizienten auf 4, nämlich z.B. auf s_{11} , s_{21} , s_{31} und s_{41} verringert. Bei Schaltungen mit der Torzahl $2n$ bzw. $4n$ mit einer Struktursymmetrie bezüglich einer bzw. zwei Symmetrieebenen können nun Betriebszustände gefunden werden, die es erlauben, die Analyse der Schaltungen auf die von n -Toren zurückzuführen. Dazu wird die Schaltung symmetrisch zu einer Symmetrieebene mit Wellen gleicher Amplitude einmal gleich-, ein andermal gegenphasig erregt, so daß sich für diese beiden Betriebsfälle folgende Verteilung der Wellengrößen in der Symmetrieebene ergibt:

1. Bei gleichphasiger Erregung beiderseits der Symmetrieebene sind

dort vor- und rücklaufende Wellen nach Amplituden und Phasen gleich; das schafft in der Symmetrieebene die Bedingung eines Leerlaufs.

2. Bei gegenphasiger Erregung haben vor- und rücklaufende Welle in der Symmetrieebene gleiche Amplitude und eine Vorzeichenumkehr der Phasenlage; daher herrschen dort die Bedingungen eines Kurzschlusses.

Leerlauf bzw. Kurzschluß können durch eine magnetische Wand bzw. eine elektrische Wand erzeugt werden. Durch die Existenz zweier Symmetrieebenen, in denen jeweils magnetische und elektrische Wände angebracht werden können, ergeben sich also für eine Schaltung nach Bild 2.1.1 insgesamt 4 unterschiedliche Betriebsfälle (Bild 2.1.2).

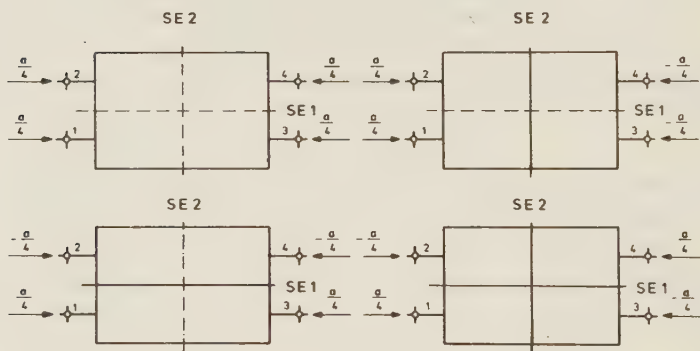


Bild 2.1.2: Die 4 möglichen Betriebsfälle und ihre Speisung;
 --- magnetische Wand; ——— elektrische Wand.

Für die in Bild 2.1.2 gewählten Fälle der Einspeisung erhält man die jeweils gezeichneten Konfigurationen von magnetischer und elektrischer Wand; bemerkenswert daran ist, daß sich das 4-Tor für jeden Betriebsfall in 4 gleiche 1-Tore mit den charakteristischen Reflexionsfaktoren $r_{m,m}$, $r_{m,e}$, $r_{e,m}$, $r_{e,e}$ zerlegen läßt. Dabei beschreibt der erste bzw. zweite Hochindex den Betriebszustand in der ersten bzw. zweiten Symmetrieebene. Bei der Superposition der 4 Betriebsfälle ergibt sich

eine resultierende Einspeisung an nur einem Tor; durch Ermittlung der resultierenden abfließenden Wellen lassen sich dann die Streukoeffizienten bestimmen.

Es gilt für den v -ten Betriebsfall

$$\underline{B}_v = \underline{S} \cdot \underline{A}_v, \quad v \in \{1, 2, 3, 4\}$$

mit den speziellen Wellenvektoren

$$\begin{aligned} \underline{A}_1^T &= \frac{a}{4} (1 \ 1 \ 1 \ 1) \\ \underline{A}_2^T &= \frac{a}{4} (1 \ 1 \ -1 \ -1) \\ \underline{A}_3^T &= \frac{a}{4} (1 \ -1 \ 1 \ -1) \\ \underline{A}_4^T &= \frac{a}{4} (1 \ -1 \ -1 \ 1) \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

Bedingt durch die spezielle Art der Einspeisung und die Doppelsymmetrie ergibt sich jedoch auch

$$\underline{B}_v = r_v \underline{A}_v, \quad \text{mit } r_1 = r^{m,m}, r_2 = r^{m,e}, r_3 = r^{e,m}, r_4 = r^{e,e}. \quad (2.1.4)$$

Daraus resultiert die Eigenwertgleichung

$$\underline{S} \cdot \underline{A}_v = r_v \underline{A}_v \quad (2.1.5)$$

mit den r_v als Eigenwerten und den $\underline{A}_v$ als Eigenvektoren der Streumatrix $\underline{S}$. Die Eigenvektoren $\underline{A}_v$ sind paarweise orthogonal und können daher als Basis für einen beliebigen Eingangsvektor $\underline{\bar{A}}$ betrachtet werden, der sich als Linearkombination

$$\underline{\bar{A}} = \sum_{v=1}^4 k_v \underline{A}_v \quad (2.1.6)$$

schreiben läßt.

Zur Bestimmung der Streukoeffizienten der Schaltung ist ein Wellenvektor der Form

$$\underline{\bar{A}}^T = a (1 \ 0 \ 0 \ 0)$$

zweckmäßig, der für den Fall $k_v = 1$ erzielt wird.

Für die abfließenden Wellen gilt daher

$$\vec{B} = \vec{S} \cdot \vec{A} = \vec{S} \cdot \sum_{v=1}^4 k_v \vec{A}_v = \sum_{v=1}^4 k_v \vec{S} \cdot \vec{A}_v = \sum_{v=1}^4 k_v r_v \vec{A}_v, \quad (2.1.7)$$

und mit $k = 1$ erhält man

$$\vec{B} = \sum_{v=1}^4 r_v \vec{A}_v. \quad (2.1.8)$$

Daraus ergeben sich dann die Streukoeffizienten des untersuchten 4-Tors zu

$$\begin{aligned} s_{11} &= \frac{1}{4} (r^{m,m} + r^{m,e} + r^{e,m} + r^{e,e}) \\ s_{21} &= \frac{1}{4} (r^{m,m} + r^{m,e} - r^{e,m} - r^{e,e}) \\ s_{31} &= \frac{1}{4} (r^{m,m} - r^{m,e} + r^{e,m} - r^{e,e}) \\ s_{41} &= \frac{1}{4} (r^{m,m} - r^{m,e} - r^{e,m} + r^{e,e}), \end{aligned} \quad (2.1.9)$$

die sich somit aus 4 Streukoeffizienten von 1-Toren ermitteln lassen.

Anhand des bisher Besprochenen lassen sich nun noch einige wichtige Eigenschaften doppelsymmetrischer, linearer und reziproker 4-Tore kurz behandeln. Dazu soll eine weitere einschränkende Annahme, nämlich die der Verlustlosigkeit gemacht werden.

Durch eine einfache Leistungsbilanz läßt sich sofort die Aussage treffen, daß gilt

$$\sum_{v=1}^4 |s_{v1}|^2 = 1. \quad (2.1.10)$$

Ist die Schaltung nun so ausgelegt, daß zwei der vier Streukoeffizienten verschwinden, so gilt für die restlichen

$$|s_{\mu 1}|^2 + |s_{v 1}|^2 = 1, \quad \mu \neq v \quad (2.1.11)$$

Mit dem Satz des Pythagoras

$$\angle(s_{\mu 1}, s_{v 1}) = \pm \frac{\pi}{2} \quad (2.1.12)$$

ergibt sich dann der Phasenunterschied zwischen den beiden Streukoeffizienten frequenzunabhängig zu 90° .

Aufgrund der vorausgesetzten Verlustlosigkeit der Schaltung und der gewählten Grenzbedingungen in den Symmetrieebenen sind die Beträge der charakteristischen Reflexionskoeffizienten der 4 Betriebsfälle nach Bild 2.1.2 gegeben zu

$$|r_v| = 1 \quad v \in \{1, 2, 3, 4\} \quad .. \quad (2.1.13)$$

Während die Beträge festliegen, können jedoch die Winkel der komplexen Reflexionsfaktoren in der komplexen Ebene i.a. beliebige Werte annehmen. In der Mikrowellentechnik sind solche Schaltungen besonders interessant, bei denen Streukoeffizienten verschwinden. Aus dem Bildungsgesetz der Streukoeffizienten (2.1.9) geht anschaulich hervor, daß nur bei gewissen Konstellationen der r_v untereinander die Möglichkeit des Verschwindens von Streukoeffizienten besteht. Diese prinzipiellen Möglichkeiten der Anordnung der Reflexionskoeffizienten r_v sind in Bild 2.1.3 dargestellt.

Mit (2.1.9) kann man nun Bild 2.1.3 entnehmen, daß nur für die gezeichneten Konfigurationen mindestens 2 Streukoeffizienten verschwinden, weshalb man allgemeingültig für die untersuchten 4-Tore schließen kann:

Verschwindet ein Streuparameter eines doppelsymmetrischen, verlustfreien und reziproken 4-Tors, dann ist mindestens ein weiterer ebenfalls Null.

Beispiele für Schaltungen mit 2 verschwindenden Streukoeffizienten geben die Stellungen a) und b) des Bildes 2.1.3, wobei Fall a) in der Praxis deshalb interessanter ist, weil er eigenreflexionsfreie 4-Tore beschreibt. Weiterhin läßt sich somit folgendes festhalten:

Verschwinden bei einem doppelsymmetrischen, verlustfreien und reziproken 4-Tor 2 der 4 Streukoeffizienten, so sind die Reflexionsfaktoren der 4 Betriebszustände (Bild 2.1.2) entweder paarweise parallel oder antiparallel (Bild 2.1.3, a), b)).

Entartet Fall a) derartig, daß gilt $r_i = r_j$ und $r_k = r_l$, so erhält man Fall c); tritt eine Entartung in der Weise ein, daß $r_i = r_j = r_k = r_l$

ist, so resultiert daraus Fall d). Kennzeichnend für die Fälle c) und d) ist, daß 3 der 4 Streukoeffizienten verschwinden, was zu folgender Aussage berechtigt:

Verschwanden bei einem doppelsymmetrischen, verlustfreien und reziproken 4-Tor 3 der 4 Streukoeffizienten, so gilt für die charakteristischen Reflexionsfaktoren

$$\begin{aligned} \text{entweder} \quad & r_i = r_j = r_k = r_l \\ \text{oder} \quad & r_i = r_j = -r_k = -r_l . \end{aligned} \quad (2.1.14)$$

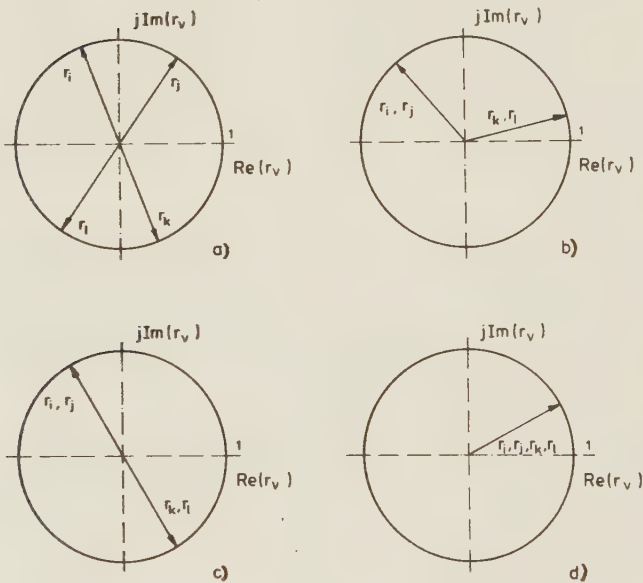


Bild 2.1.3: Prinzipielle Lage der Reflexionskoeffizienten r_v für 4-Tore mit verschwindenden Streukoeffizienten.

Es gilt $\{r_i, r_j, r_k, r_l\} = \{r_m^m, r_e^m, r_e^m, r_m^m\}$

Fall c) beschreibt angepaßte 4-Tore, bei denen ein Torpaar vom anderen schaltungsmäßig entkoppelt ist, während Fall d) auf 4-Tore zutrifft, bei denen jedes Tor vom anderen entkoppelt ist, das 4-Tor also aus vier gleichen, voneinander unabhängigen, 1-Toren aufgebaut ist.

Schließlich kann aus Bild 2.1.3, c) und d) noch folgendes konstatiert werden:

Verschwanden bei einem doppelsymmetrischen, verlustfreien und reziproken 4-Tor 3 der 4 Streukoeffizienten, so gilt für den Streukoeffizienten s_{v1}

$$s_{v1} = \pm r_v \quad (2.1.15)$$

2.2 Leitungsrichtkoppler im homogenen und inhomogenen Medium

2.2.1 Der $\frac{\lambda}{4}$ -Leitungskoppler im homogenen Dielektrikum

$\frac{\lambda}{4}$ -Leitungsrichtkoppler sind i.a. doppelsymmetrische, angepaßte 4-Tore, die aus zwei Leitungsstücken bestehen, deren elektromagnetisches Feld über eine Strecke der Länge $l = \frac{\lambda}{4}$ verkoppelt ist (Bild 2.2.1). Der Querschnitt des Kopplers sei längs l homogen; das felderfüllte Dielektrikum sei verlustfrei und isotrop und im Querschnitt homogen.

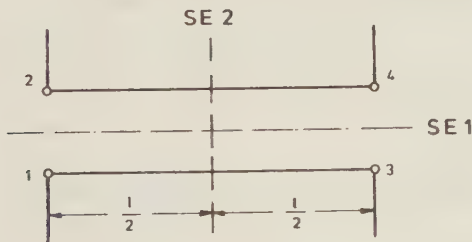


Bild 2.2.1: Schematische Darstellung eines Leitungsrichtkopplers.

Wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, sind auf einer 3-Draht-Leitung unter den gemachten Voraussetzungen zwei Wellentypen ausbreitungsfähig; bei der hier besprochenen symmetrischen Struktur sind das die, die bei

einer Gleich- bzw. Gegentaktanregung bezüglich der Symmetrieebene SEI entstehen. Die je nach Wellentyp bzw. Anregungsart auftretenden Leitungsparameter werden hier in Anlehnung an die angelsächsische Nomenklatur mit den Indizes e ("even-mode") und o ("odd-mode") bezeichnet. Man unterscheidet daher in der Koppelzone für die Wellenleitwerte, Phasenmaße und Phasengeschwindigkeiten die Größen Y_e , Y_o , β_e , β_o , v_e , v_o .

Um möglichst einfache und allgemeingültige Darstellungen zu erhalten, ist es zweckmäßig, zunächst eine Normierung wichtiger Parameter vorzunehmen. Leitwerte werden auf den Wellenleitwert Y_ℓ der Anschlußleitung normiert, z.B.

$$y_e = \frac{Y_e}{Y_\ell} \quad , \quad y_o = \frac{Y_o}{Y_\ell} \quad (2.2.1)$$

und eine normierte Phasengeschwindigkeit v_n aus den Phasengeschwindigkeiten v_e und v_o

$$v_n = \frac{2v_e v_o}{v_e + v_o} \quad (2.2.2)$$

gebildet.

In dem Ausdruck für die normierte Wellenlänge λ_n

$$\lambda_n = \frac{v_n}{f_o} \quad (2.2.3)$$

ist die Frequenz f_o so gewählt, daß für $f = f_o$ gilt $\lambda = \frac{\lambda_n}{4}$, also

$$f_o = \frac{v_n}{4\lambda} \quad (2.2.4)$$

Außerdem soll die Frequenz f auf f_o bezogen werden, also

$$\Omega = \frac{f}{f_o} \quad (2.2.5)$$

Man erhält so für die Phasenwinkel der Leitungsstücke der Länge $\ell/2$

$$\begin{aligned} \theta_e &= \beta_e \cdot \frac{\ell}{2} = \frac{\pi}{4} \Omega \frac{v_n}{v_e} \quad , \\ \theta_o &= \beta_o \cdot \frac{\ell}{2} = \frac{\pi}{4} \Omega \frac{v_n}{v_o} \quad . \end{aligned} \quad (2.2.6)$$

Für den Fall des im Querschnitt homogenen Dielektrikums gilt

$$v_e = v_o = v_n \quad \text{und damit}$$

$$\theta_e = \theta_o = \theta = \frac{\pi}{4} \Omega \quad .$$

Beim Verschwinden zweier Streuparameter müssen nun die Eigenwerte r_v des 4-Tors paarweise parallel oder antiparallel sein, so daß sich

$$r_v \pm r_\mu = 0 \quad , \quad v \neq \mu \quad (2.2.7)$$

oder

$$\frac{1 - y_v}{1 + y_v} = \pm \frac{1 - y_\mu}{1 + y_\mu} \quad \text{und daraus}$$

$$y_v \cdot y_\mu = 1 \quad \text{und damit}$$

$$r_v + r_\mu = 0$$

sowie

$$(2.2.8)$$

$$y_v = y_\mu \quad \text{und damit}$$

$$r_v - r_\mu = 0$$

ergibt.

Eine Analyse nach Abschnitt 2.1 liefert als normierte Eingangsleitwerte für die Betriebsfälle nach Bild 2.1.2

$$y^{m,m} = jy_e \tan \theta \quad ,$$

$$y^{m,e} = -jy_e \cot \theta \quad ,$$

$$y^{e,m} = jy_o \tan \theta \quad , \quad (2.2.9)$$

$$y^{e,e} = -jy_o \cot \theta \quad .$$

Sollen nun die Streuparameter s_{11} und s_{41} verschwinden, so muß gelten

$$r^{m,m} + r^{m,e} + r^{e,m} + r^{e,e} = 0$$

$$r^{m,m} - r^{m,e} - r^{e,m} + r^{e,e} = 0 \quad .$$

Diese Forderung ist nur bei Einhaltung der Bedingung

$$r^{m,m} + r^{e,e} = 0 \quad \text{und} \quad r^{m,e} + r^{e,m} = 0$$

erfüllbar.

Für die Eingangsleitwerte folgt daraus

$$y^{m,m} \cdot y^{e,e} = 1 \quad \text{und} \quad y^{m,e} \cdot y^{e,m} = 1. \quad (2.2.10)$$

was mit (2.2.9) zur Schlußfolgerung

$$y_e \cdot y_0 = 1$$

führt. In dieser Bedingung tritt die Frequenz nicht mehr auf; s_{11} und s_{41} sind deshalb identisch Null für alle Frequenzen. Für die verbleibenden Streukoeffizienten ergibt sich nach (2.1.9)

$$s_{21} = \frac{\frac{1 - y_e^2}{1 + y_e^2}}{1 - j \frac{2y_e}{1 + y_e^2} \cot 2\theta} \quad (2.2.11)$$

und

$$s_{31} = \frac{-j \frac{2y_e}{1 + y_e^2} \frac{1}{\sin 2\theta}}{1 - j \frac{2y_e}{1 + y_e^2} \cot 2\theta} \quad (2.2.12)$$

und speziell für die Frequenz $\Omega = 1$ folgt dann

$$s_{21}(\Omega=1) = \frac{1 - y_e^2}{1 + y_e^2}$$

und

$$s_{31}(\Omega=1) = -j \frac{2y_e}{1 + y_e^2}. \quad (2.2.13)$$

Der Koeffizient $s_{21}(\Omega=1) = k$ wird in der Literatur häufig als Koppelkoeffizient bezeichnet. Zusammenfassend kann also für den $\lambda/4$ -Leitungskoppler im homogenen Medium festgehalten werden:

$$S_{11} = S_{41} = 0$$

$$\angle (S_{21}, S_{31}) = \frac{\pi}{2} \quad , \quad \text{für alle Frequenzen}$$

$$|S_{21}|^2 + |S_{31}|^2 = 1 \quad . \quad (2.2.14)$$

2.2.2 Einfluß eines inhomogenen Dielektrikums auf die Streukoeffizienten eines $\lambda/4$ -Kopplers.

Als Beispiel für eine Leitung mit einem im Querschnitt inhomogenen Dielektrikum möge hier die unsymmetrische Streifenleitung, die sogenannte Mikrostreifenleitung, dienen (Bild 2.2.2).

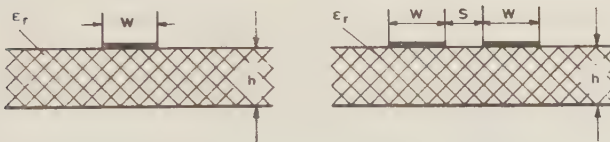


Bild 2.2.2: a) Mikrostreifenleitung
b) gekoppelte Mikrostreifenleitung

Aufgrund des inhomogenen Dielektrikums sind nur dispersive, hybride Feldtypen mit Längskomponenten des elektromagnetischen Feldes ausbreitungsfähig. Zahlreiche Messungen (z.B. [2.13]) zeigten jedoch, daß für den Fall

$$\frac{\lambda_0}{h} \gg \sqrt{\epsilon_r} \quad (\lambda_0 \text{ Freiraumwellenlänge})$$

mit sehr guter Näherung ein statisches Modell der Leitung zur Berechnung ihrer wichtigsten Parameter zugrundegelegt werden kann. Für den Fall gekoppelter Mikrostreifenleitungen existieren zwei orthogonale Wellentypen, der Gleichtakt- und der Gegentakttyp mit den unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten v_e und v_o . Von den vielen Methoden zur Berechnung der Leitungsparameter, die in den letzten Jahren publiziert wurden, wurde die von SMITH [2.14] ausgewählt. Mit dieser Berechnung

können unter den Voraussetzungen unendlich dünner, unendlich gut leitender Leiter und eines verlustfreien Dielektrikums die Wellenwiderstände und Phasengeschwindigkeiten verkoppelter Mikrostreifenleitungen in Abhängigkeit von der Geometrie ($\frac{W}{h}$, $\frac{S}{h}$) und der relativen Dielektrizitätszahl ϵ_r bestimmt werden.

Es stellt sich heraus, daß die Inhomogenität des Dielektrikums einen wesentlichen Einfluß auf die Phasengeschwindigkeiten v_e und v_o und damit auf die elektrischen Längen θ_e und θ_o hat. Insbesondere gilt stets

$$v_o > v_e \quad \text{und damit} \quad \theta_e > \theta_o \quad .$$

Definiert man

$$\frac{\theta_e - \theta_o}{\theta_e + \theta_o} = \delta \quad \text{und} \quad \frac{\theta_e + \theta_o}{2} = \theta \quad (2.2.15)$$

so ergibt sich

$$\theta_e = \theta(1 + \delta) \quad \text{und} \quad \theta_o = \theta(1 - \delta) \quad .$$

Werden nun die Streuparameter nach (2.1.9) und (2.2.9) um die Mittenfrequenz des $\lambda/4$ -langen Kopplers, d.h. um $\theta = \frac{\pi}{4}$ entwickelt, so erhält man:

$$\begin{aligned} s_{11}(\theta = \frac{\pi}{4}, \delta) &= \frac{1}{2} \left(\frac{\frac{1}{y_e} - y_e}{\frac{1}{y_e} + y_e} + \frac{\frac{1}{y_o} - y_o}{\frac{1}{y_o} + y_o} \right) + j \frac{\delta \pi}{2} \left(\frac{\frac{1}{y_o} - y_o}{(\frac{1}{y_o} + y_o)^2} - \frac{\frac{1}{y_e} - y_e}{(\frac{1}{y_e} + y_e)^2} \right) \\ s_{21}(\theta = \frac{\pi}{4}, \delta) &= \frac{1}{2} \left(\frac{\frac{1}{y_e} - y_e}{\frac{1}{y_e} + y_e} - \frac{\frac{1}{y_o} - y_o}{\frac{1}{y_o} + y_o} \right) - j \frac{\delta \pi}{2} \left(\frac{\frac{1}{y_e} - y_e}{(\frac{1}{y_e} + y_e)^2} + \frac{\frac{1}{y_o} - y_o}{(\frac{1}{y_o} + y_o)^2} \right) \\ s_{31}(\theta = \frac{\pi}{4}, \delta) &= \pi \delta \left(\frac{1}{(\frac{1}{y_o} + y_o)^2} - \frac{1}{(\frac{1}{y_e} + y_e)^2} - j \left(\frac{1}{\frac{1}{y_e} + y_e} + \frac{1}{\frac{1}{y_o} + y_o} \right) \right) \\ s_{41}(\theta = \frac{\pi}{4}, \delta) &= -\pi \delta \left(\frac{1}{(\frac{1}{y_e} + y_e)^2} + \frac{1}{(\frac{1}{y_o} + y_o)^2} - j \left(\frac{1}{\frac{1}{y_e} + y_e} - \frac{1}{\frac{1}{y_o} + y_o} \right) \right) . \end{aligned} \quad (2.2.16)$$

Beim Einsetzen der Kopplerbedingung $y_e \cdot y_o = 1$ in (2.2.16) verschwinden die konstanten Terme in s_{11} und s_{41} und die δ -abhängigen in s_{21} und s_{31} , so daß unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten nur im Reflexionsfaktor und der Isolation auftauchen.

Es ergibt sich

$$\begin{aligned} s_{11}(\theta = \frac{\pi}{4}, \delta) &= -j\delta\pi \frac{y_o - y_e}{(y_o + y_e)^2} = -jk \sqrt{1 - k^2} \cdot \frac{\delta\pi}{2} ; \\ s_{21}(\theta = \frac{\pi}{4}, \delta) &= \frac{y_o - y_e}{y_o + y_e} = k ; \\ s_{31}(\theta = \frac{\pi}{4}, \delta) &= -j \frac{2}{y_o + y_e} = -j \sqrt{1 - k^2} \\ s_{41}(\theta = \frac{\pi}{4}, \delta) &= - \frac{2}{(y_o + y_e)^2} \cdot \delta\pi = (k^2 - 1) \cdot \frac{\delta\pi}{2} . \end{aligned} \quad (2.2.17)$$

Daraus folgt für die Richtdämpfung

$$\frac{D}{dB} = 20 \log \left| \frac{s_{21}}{s_{41}} \right| = 20 \log \left| \frac{(y_o)^2 - (y_e)^2}{2\pi\delta} \right| = 20 \log \frac{k}{1 - k^2} \frac{2}{\delta\pi} . \quad (2.2.18)$$

Dieses Ergebnis wird qualitativ durch Messungen [2.15] gestützt; in Bild 2.2.3 werden der Zusammenhang der Richtdämpfung mit der Koppeldämpfung nach (2.2.18) und der durch Messungen im X- und L-Band ermittelte (nach [2.15]) miteinander verglichen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß Mikrostreifenleitungs-Richtkoppler, die nach den für homogenes Dielektrikum geltenden Dimensionierungsvorschriften ohne korrigierende Maßnahmen für die unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten entworfen werden, besonders bei hohen Koppeldämpfungen und hoher relativer Dielektrizitätszahl eine sehr geringe Richtdämpfung aufweisen und deshalb fast unbrauchbar sind.

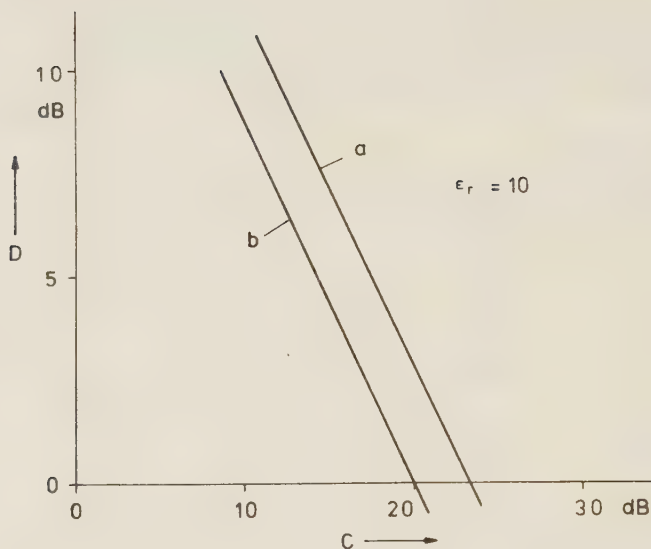


Bild 2.2.3: Vergleich der Ergebnisse für $D = f(C)$ für
 a) Näherung nach (2.2.18)
 b) experimentell nach [2.15] (Richtdämpfung D, Koppeldämpfung C)

2.3 Mikrostreifenleitungs-Richtkoppler hoher Richtdämpfung

In den letzten Jahren wurden verschiedene erfolgreiche Versuche, Richtkoppler hoher Richtdämpfung aus Mikrostreifenleitungen zu bauen, gemacht. Sie basieren fast ausschließlich auf dem Grundgedanken, die durch das geschichtete Dielektrikum hervorgerufenen Unterschiede in den Phasengeschwindigkeiten von Gleichtakt- und Gegentakt-Wellentyp zu egalisieren.

Dieserreicht PODELL [2.5] durch einen sägezahnförmigen Verlauf der Koppelzone, während DE RONDE [2.6] von der unterschiedlichen Feldverteilung der beiden Feldtypen vorteilhaften Gebrauch macht, indem er

durch transversale Schlitze in den beiden Leitern gezielt die Leitungsbeläge des einen oder anderen Feldtyps verändert. Die Ausarbeitung einer günstigen Struktur ist jedoch nur empirisch möglich. Theoretisch interessant, jedoch für Mikrostreifenleitungs-Koppler nicht praktikabel, ist noch der Vorschlag von DALLEY [1.17], der zeigte, daß bei bestimmten ganzzahligen Verhältnissen der Phasengeschwindigkeiten bei einer Frequenz ideale Kopplereigenschaften erzielt werden können (siehe Abschnitt 1.6.2).

Strukturen, die von der planaren Mikrostreifenleitung abweichen, sollen hier wegen des komplizierteren Aufbaues und den dadurch bedingten Schwierigkeiten bei der Realisierung unberücksichtigt bleiben, es sei lediglich vermerkt, daß Kombinationen von Mikrostreifenleitungen und Schlitzleitungen bei speziellen Kopplern sehr gute Ergebnisse liefern [2.17], und daß außerdem bei sog. "overlay"-Strukturen [2.20] beträchtliche Verbesserungen erreichbar sind.

Eine weitere Möglichkeit, die Richtdämpfung, allerdings in bescheidenem Maße, zu verbessern, besteht noch darin, die Geometrie der gekoppelten Mikrostreifenleitungen so zu wählen, daß die Unterschiede der beiden Phasengeschwindigkeiten möglichst klein werden. Dies ist dann der Fall, wenn die Leiterstreifen sehr schmal werden, was gleichbedeutend ist mit hohen Leitungsimpedanzen. Um dann wieder auf den üblichen 50 Ω -Widerstand der Leitungen zu gelangen, müßten an jedem Anschlußtor des Kopplers Transformationsmöglichkeiten vorgesehen werden.

Bei einem Substratmaterial mit einer Dielektrizitätszahl $\epsilon_r = 10$ steigt z.B. bei einer Verringerung der bezogenen Leiterbreite $\frac{w}{h}$ von 1 auf 0,1 der Wellenwiderstand von ca. 50 Ω auf ca. 100 Ω , während sich der Fehler δ der Phasengeschwindigkeit um etwa die Hälfte reduziert, was einer Verbesserung der Richtdämpfung um ca. 3 dB gleichkommt.

Eine grundsätzliche Frage beim Entwurf von $\lambda/4$ -langen Richtkopplern ist die, ob die für homogenes Dielektrikum gefundene Bedingung $y_e \cdot y_o = 1$ auch hier optimal ist. Numerische Untersuchungen haben gezeigt, daß dies nicht der Fall ist, jedoch liegen die erreichbaren Verbesserungen bei einer Abweichung davon lediglich in der gleichen Größenordnung wie die bei der Erhöhung des Impedanzniveaus.

2.3.1 Mikrostreifenleitungs-Richtkoppler mit konzentrierten Elementen

Nach Abschnitt 2.1 stellt ein doppelsymmetrisches, verlustfreies, reziprokes und angepaßtes 4-Tor einen idealen Richtkoppler dar, dessen vier charakteristische Reflexionsfaktoren paarweise antiparallel stehen. Die Realisierung eines zumindest bei einer Frequenz idealen Kopplers läuft also darauf hinaus, diese Konfiguration der Reflexionsfaktoren herzustellen. Dazu - und um quantitative Abschätzungen über die Eingangsleitwerte machen zu können - ist es zweckmäßig, die Reflexionsfaktoren in ein Smith-Diagramm einzutragen. In Bild 2.3.1 sind beispielsweise die Reflexionsfaktoren eines idealen Kopplers bei der Frequenz $\Omega = 1$ und ihre prinzipielle Lageänderung bei einer Ausführung in Mikrostreifenleitungs-Technik aufgeführt.

Gezielte Veränderungen einzelner Reflexionsfaktoren können vorteilhaft durch Beschaltung des Kopplers mit konzentrierten Blindelementen, also Kondensatoren und Spulen, vorgenommen werden. Die Ausführungsformen dieser Elemente in Mikrostreifenleitungs-Technik, auf die für Kondensatoren in Abschnitt 2.3.2 näher eingegangen wird, sind unterschiedlich; Beispiele dafür finden sich in [2.16] u.a..

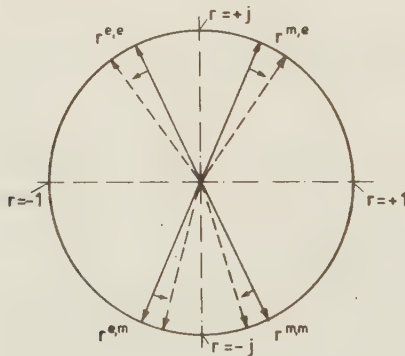


Bild 2.3.1: Charakteristische Reflexionsfaktoren eines idealen Richtkopplers (ausgezogene Linien) und ihre qualitative Verschiebung bei einem Mikrostreifenleitungs-Richtkoppler (gestrichelt) bei der Frequenz $\Omega = 1$.

Bei der Beschaltung ist darauf zu achten, daß die ursprüngliche Symmetrie der Anordnung erhalten bleibt.

Einige grundsätzliche Schaltungsmöglichkeiten in Mikrostreifenleitungs-Technik und ihren Einfluß auf die einzelnen Reflexionsfaktoren zeigt Bild 2.3.2.

Dabei ist jedoch darauf hinzuweisen, daß die skizzierten Strukturen quasikonzentrierter Elemente in Ersatzschaltbildern nur näherungsweise durch je ein Bildelement zu beschreiben sind. Infolgedessen dienen die hier gemachten Überlegungen lediglich zum Erkennen prinzipiell möglicher Schaltungen.

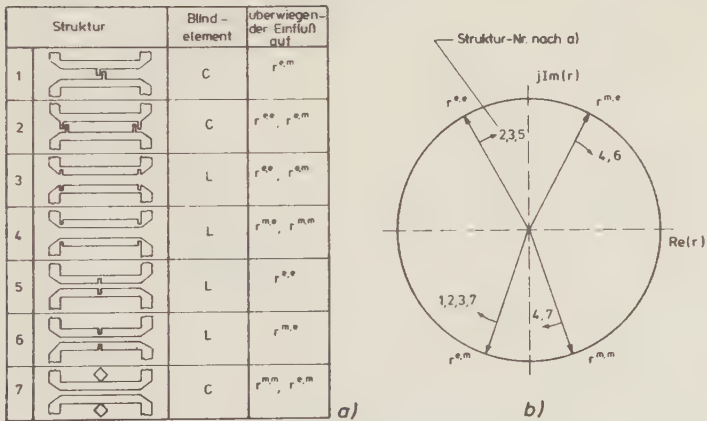


Bild 2.3.2: a) Einige Schaltungen mit konzentrierten Elementen in gekoppelten Mikrostreifenleitungen.

b) Einfluß der Blindelemente auf die charakteristischen Reflexionsfaktoren.

Bild 2.3.2 ist zu entnehmen, daß die Strukturmaßnahmen 2 und 3 der Verschiebung der Reflexionsfaktoren durch die Unsymmetrie des Dielektrikums entgegenwirken und somit eine geeignete Schaltungsmaßnahme dar-

stellen. Maßnahme 1 wirkt in erster Näherung nur auf einen Reflexionsfaktor; im folgenden wird gezeigt, daß damit ebenfalls eine brauchbare Korrekturmaßnahme gefunden wurde. Selbstverständlich können die erwähnten Schaltungen auch kombiniert angewandt werden, allerdings wird dann die Dimensionierung eines konkreten Kopplers unübersichtlicher. Wegen der leichteren analytischen Erfäßbarkeit der Kapazitäten von Planartechnik-Kondensatoren werden weiterhin lediglich die Strukturen 1 und 2 betrachtet. Schaltungsmaßnahme 7, bei der im Prinzip Kondensatoren von den einzelnen Leitern nach Masse geschaltet werden, ist allein nicht geeignet, Koppler hoher Richtdämpfung zu realisieren.

Kopplerstruktur 1

Untersucht wird zunächst ein Richtkoppler nach Bild 2.3.3

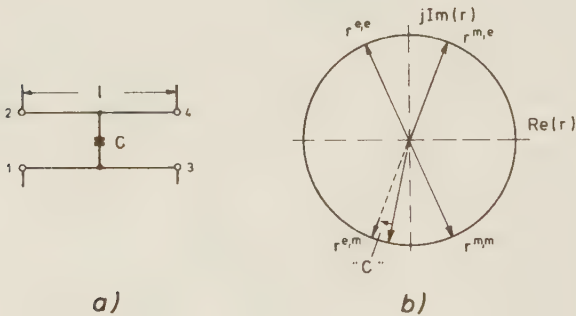


Bild 2.3.3: a) Kopplerschaltung 1
b) 1-Tor-Reflexionskoeffizienten für die Struktur 1

Bei dieser Struktur sind die beiden über die Länge l verkoppelten Leitungsstücke in der Mitte mit einer konzentrierten Kapazität C beschaltet. Unterwirft man diese Schaltung den in Bild 2.1.2 aufgeführten Betriebsbedingungen, so erkennt man, daß die Kapazität C lediglich Fall c) beeinflusst. Für die Reflexionsfaktoren wird willkürlich, jedoch für eine leichte Analyse zweckmäßig, eine Lage gewählt, die der eines $\lambda/4$ -langen Richtkopplers im homogenen Dielektrikum entspricht (Bild 2.3.3).

Die Dimensionierung der verkoppelten Leitungen ist also so vorzunehmen, daß die Reflexionsfaktoren $r^{e,e}$, $r^{m,e}$ und $r^{m,m}$ bei einer Frequenz die gezeichnete Lage einnehmen, anschließend ist die Kapazität C so zu wählen, daß $r^{e,m}$ im Uhrzeigersinn gedreht wird und antiparallel zu $r^{m,e}$ steht. Zusätzlich zu den in Abschnitt 2.2.1 vorgenommenen Normierungen werden die eingeschalteten Kapazitätswerte C ebenfalls normiert gemäß

$$C_n = \frac{C}{C_0} \quad \text{mit} \quad C_0 = \frac{Y_\ell}{2\pi f_0} \quad , \quad (2.3.1)$$

so daß für den normierten Leitwert der für die jeweiligen 1-Tore wirk-samen Kapazität C geschrieben werden kann

$$y_C = j \frac{2\pi f C}{Y_\ell} = j\Omega C_n \quad . \quad (2.3.2)$$

Die normierten Eingangsleitwerte lauten also

$$\begin{aligned} y^{m,m} &= jy_e \tan\theta_e \\ y^{m,e} &= -jy_e \cot\theta_e \\ y^{e,e} &= -jy_0 \cot\theta_0 \\ y^{e,m} &= j \frac{y_0 \tan\theta_0 + \Omega C_n}{1 - \frac{\Omega C_n}{y_0} \tan\theta_0} \quad . \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

Fordert man zunächst, daß gilt

$$y^{m,e} = -y^{m,m} \quad (2.3.4)$$

so folgt mit (2.3.3), daß für die Frequenz Ω_K , für die kompensiert wird, gilt

$$\Omega_K = \frac{v_0 + v_e}{2v_0} \quad . \quad (2.3.5)$$

Weiterhin ist Bild 2.3.3 zu entnehmen

$$y^{e,e} \cdot y^{m,e} = -1 \quad (2.3.6)$$

und mit (2.3.5)

$$y_0 \cdot y_e \cot\left(\frac{\pi}{4} \frac{v_e}{v_0}\right) = 1 \quad . \quad (2.3.7)$$

Die Geometrie der gekoppelten Leitungen und damit die Werte von y_0 , y_e sowie von v_e und v_0 sind also so zu bestimmen, daß (2.3.7) erfüllt wird.

Die Kapazität C_n berechnet sich aus

$$y^{m,e} \cdot y^{e,m} = 1 \quad (2.3.8)$$

woraus mit (2.3.3) und (2.3.5) folgt

$$C_n = \frac{1 - y_e \cdot y_0 \cdot \tan \frac{\pi}{4} \frac{v_e}{v_0}}{y_e + \frac{1}{y_0} \tan \frac{\pi}{4} \frac{v_e}{v_0}} \cdot \frac{2v_0}{v_0 + v_e} \quad (2.3.9)$$

oder mit (2.2.15)

$$C_n = \frac{1 - y_e y_0 \tan\left(\frac{\pi}{4} \frac{1-\delta}{1+\delta}\right)}{y_e + \frac{1}{y_0} \tan\left(\frac{\pi}{4} \frac{1-\delta}{1+\delta}\right)} \cdot (1+\delta) \quad .$$

Somit können die Streukoeffizienten des Kopplers aus (2.1.9) berechnet werden. Allerdings ergibt sich die minimale Koppeldämpfung $C_{\min}$ für eine Frequenz $\Omega_{\min} \neq \Omega_K$, und speziell für die Struktur 1 ist $\Omega_{\min} > \Omega_K$. Die Werte $C_{\min}$ und $\Omega_{\min}$ können nun mittels eines Rechners der aus (2.1.9) den Maximalwert von $|s_{21}| = f(\Omega)$ bestimmt, berechnet werden.

Für ein handelsübliches Substratmaterial mit $\epsilon_r = 2,23$ (RT/duroid 5880, Rogers Corp., USA) ergeben sich so mit [2.14] die Zusammenhänge nach Bild 2.3.4a, b.

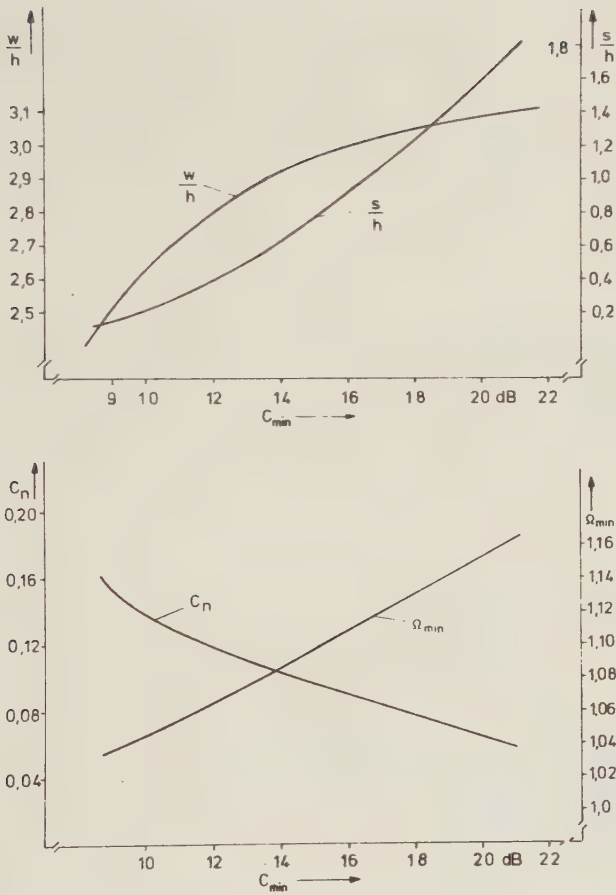


Bild 2.3.4: a) Leiterbreite $\frac{w}{h}$, Leiterabstand $\frac{s}{h}$ als Funktion minimaler Koppeldämpfung.

b) normierte Kapazität C_n und Frequenz minimaler Kopplung.

Die Diagramme gelten für die Kopplerstruktur 1 (Bild 2.3.3) und ein Substrat mit $\epsilon_r = 2.23$.

Kopplerstruktur 2

Die zweite Kopplerschaltung (Bild 2.3.5), bei der die Kapazitäten jeweils an den Enden der verkoppelten Leitungen angeschaltet sind, wurde bereits in [2.7] vorgestellt. Der Einfluß der beiden Kapazitäten auf die Reflexionsfaktoren $r^{e,e}$ und $r^{e,m}$ ist ebenfalls aus Bild 2.3.5 ersichtlich.

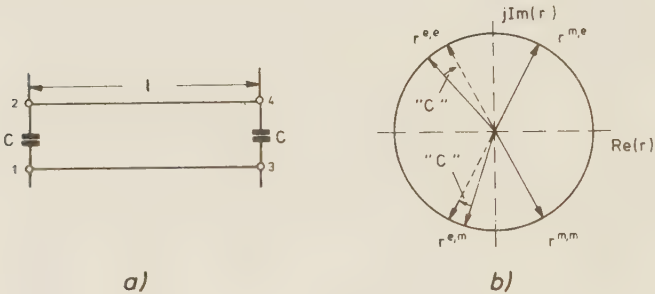


Bild 2.3.5: a) Kopplerstruktur
b) Einfluß der Kapazitäten auf die 1-Tor-Reflexionsfaktoren

Für die normierten Eingangsleitwerte gilt

$$\begin{aligned} y^{m,m} &= jy_e \tan \theta_e \\ y^{m,e} &= -jy_e \cot \theta_e \\ y^{e,e} &= -jy_0 \cot \theta_0 + j\Omega 2C_n \\ y^{e,m} &= jy_0 \tan \theta_0 + j\Omega 2C_n \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

Aus der Darstellung Bild 2.3.5 folgt, daß die Gleichungen

$$y^{e,e} \cdot y^{m,m} = 1$$

und $y^{e,m} \cdot y^{m,e} = 1$

erfüllt sein müssen, was für die Frequenz $\Omega = \Omega_K = 1$ und der "üblichen"

Kopplerbedingung $y_e y_o = 1$, die auch hier verwendet werden kann, nach kurzer Zwischenrechnung zu dem Ergebnis

$$C_n = y_o \tan(\theta_e - \theta_o) \quad (2.3.12)$$

führt. Die Entscheidung, daß $y_o y_e = 1$ sein soll, impliziert jedoch hier, daß gilt $\Omega_{\min} < \Omega_K$. Unter den gleichen Voraussetzungen wie für Bild 2.3.4 erhält man jetzt für die Struktur 2 (Bild 2.3.5) die für eine Realisierung wichtigen Ergebnisse, die in Bild 2.3.6 dargestellt sind.

Realisierungsbeispiel für Struktur 1

Im folgenden sei kurz die Konzipierung eines Richtkopplers der Struktur 1 nach Abschnitt 2.3.1 skizziert. Wenn auf einem Substrat mit $\epsilon_r = 2,23$ z.B. ein Koppler mit einer minimalen Koppeldämpfung $C_{\min} = 20$ dB bei der Frequenz $f_{\min} = 4$ GHz gewünscht wird, so kann Bild 2.3.9 direkt entnommen werden:

$$\frac{W}{h} = 3,09; \quad \frac{S}{h} = 1,58; \quad \Omega_{\min} = 1,153; \quad C_n = 0,064$$

Aus den bekannten Daten verkoppelter Leitungen [2.14] ergibt sich für die obige Geometrie

$$v_e = 0,704 \cdot c_0; \quad v_o = 0,731 \cdot c_0; \quad Y_o = 0,021 \frac{A}{V}.$$

Damit und mit (2.2.2) und (2.2.3) ergibt sich für die Länge des Kopplers $\ell = 15,5$ mm. Somit ist die eigentliche Struktur des Kopplers bestimmt und es muß lediglich noch die Geometrie der Kapazität gefunden werden.

Realisierungsbeispiel für Struktur 2

Zur Illustration der unterschiedlichen Strukturgeometrien seien auch hier für das Substratmaterial mit $\epsilon_r = 2,23$ folgende Werte gewählt:

$$C_{\min} = 20 \text{ dB}; \quad f_{\min} = 4 \text{ GHz}.$$

Dann folgt aus Bild 2.3.6:

$$\frac{W}{h} = 3,21; \quad \frac{S}{h} = 1,10; \quad \Omega_{\min} = 0,853; \quad C_n = 0,039.$$

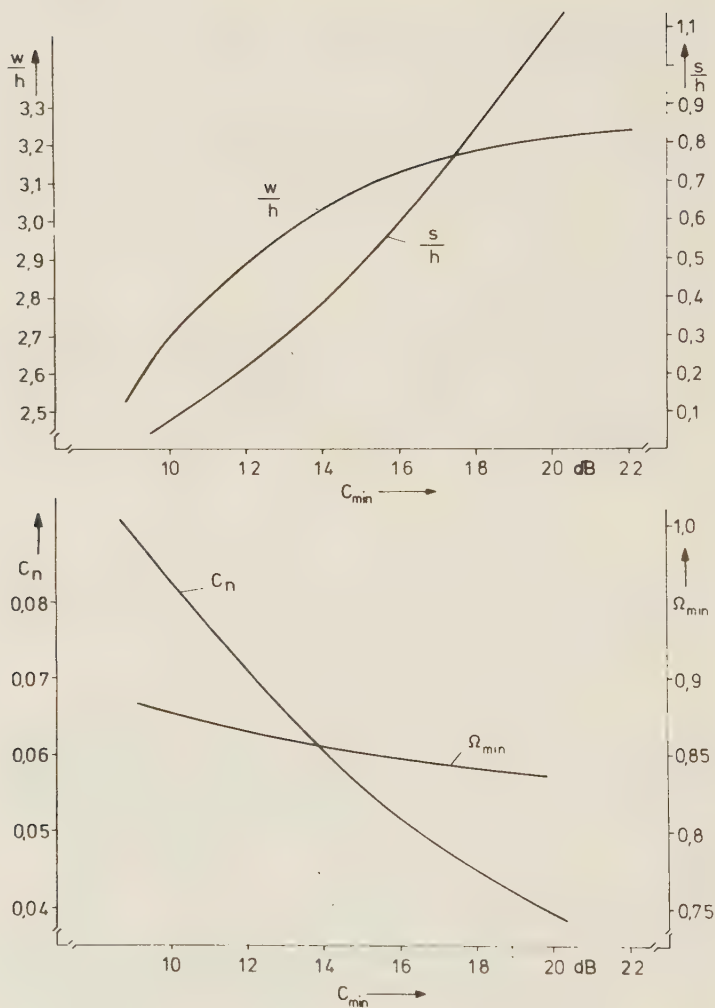


Bild 2.3.6: a) Leitungsgeometrie $\frac{w}{h}$, $\frac{s}{h}$

b) norm. Kapazität C_n und Frequenz minimaler Kopp-
lung Ω_{min} .

Die Diagramme gelten für die Kopplerstruktur 2 (Bild 2.3.5) und
für ein Substrat mit $\epsilon_r = 2.2$

Für diese Geometrie ergeben sich die Werte

$$v_e = 0,701 \cdot c_0 ; \quad v_o = 0,734 \cdot c_0 ; \quad Y_o = 0,022 \frac{A}{V} ,$$

womit wieder mit (2.2.2) und (2.2.3) die Kopplerlänge zu $\ell = 11,4 \text{ mm}$ bestimmt werden kann.

2.3.2 Interdigitale Kondensatoren

Diese Kondensatorform, die in [2.18] untersucht wurde, zeichnet sich bei kleinen Fingerbreiten w' und engen Abständen s' der Finger (Bild 2.3.7) durch eine relativ hohe Kapazitätsdichte aus. Leider liegen jedoch von dieser Struktur keine Dimensionierungshinweise vor, bei denen hier wichtige Randeffekte, wie z.B. die Abhängigkeit der Feldverteilung der beiden Feldtypen von der Leitergeometrie brauchbar berücksichtigt wären.

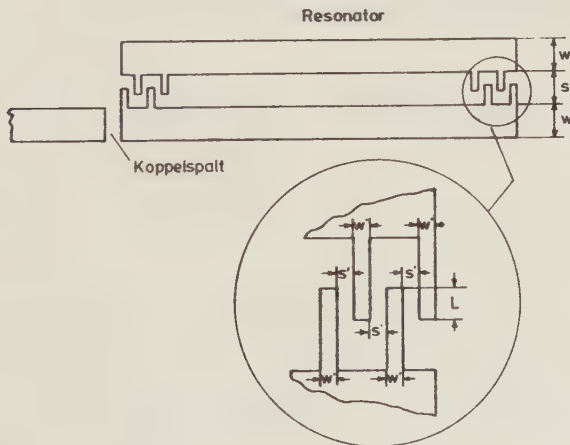


Bild 2.3.7: Resonator aus gekoppelten Leitungen mit interdigitalen Kondensatoren.

Fingerbreite $w' = 50 \mu\text{m}$, Fingerabstand $s' = 50 \mu\text{m}$,
hier: Fingerzahl $F = 4$

Die wesentlichen Effekte, die ein interdigitaler Kondensator, der in einen Richtkoppler eingebaut ist, zeigt, können jedoch mit einem speziellen Resonatorverfahren meßtechnisch erfaßt werden. Der Aufbau eines solchen Resonators ist Bild 2.3.7 zu entnehmen: Über einen genügend breiten Koppelspalt wird der Resonator lose an eine Leitung angekoppelt und so ein Reflexionsresonator geschaffen.

Der Resonator selbst besteht aus zwei gekoppelten Leitungen der Breite w und dem Abstand s ; auf der Ankoppelleitung werden die beiden niedrigsten Schwingungsfrequenzen des Eigenfrequenzspektrums des Resonators angeregt. Dabei erfolgt die Messung der Resonanzfrequenzen des Gleich- und Gegentaktfeldtyps zunächst für den Fall des unbeschalteten, also nicht mit interdigitalen Kondensatoren versehenen Resonators (f_e^u, f_o^u). Aus der Ermittlung der Frequenzdifferenzen der Resonanzfrequenzen f_e^b, f_o^b des nunmehr an seinen Enden beschalteten Resonators mit den Frequenzen f_e^u, f_o^u läßt sich anschließend der Einfluß der jeweiligen Kondensatoren bei der jeweiligen Leiterstruktur ermitteln. Die Verschiebung der Resonanzfrequenzen zu kleineren Frequenzwerten für den mit Kapazitäten beschwerten Resonator zeigt Bild 2.3.8.

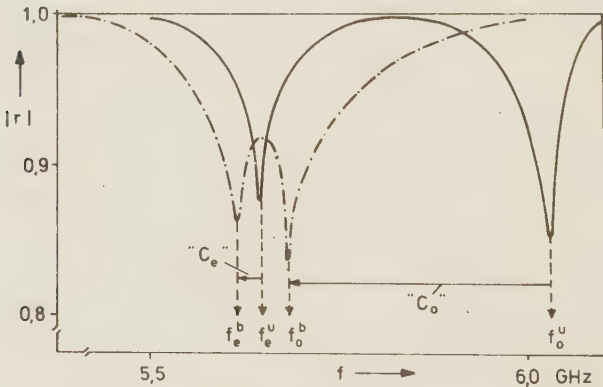


Bild 2.3.8: Verschiebung der Resonanzfrequenzen eines Resonators nach Bild 2.3.8 durch Beschaltung mit interdigitalen Kondensatoren.

Die Berechnung der Kapazitäten $C_{e,0}$ wird aus den Ersatzschaltungen in Bild 2.3.9 deutlich. Der unbeschaltete Resonator mit den elektrischen Längen $\Theta_{e,0} = \pi$ und den Wellenwiderständen $Z_{e,0}$ geht im beschalteten Fall über in einen, dessen elektrische Längen $\lambda_{e,0}^b/2$ sind und der in äquivalenten Darstellungen an jedem Ende entweder mit einem Leitungsstück der Länge $\Delta\lambda_{e,0}/2$ oder einem Kondensator $2C_{e,0}$ versehen werden kann.

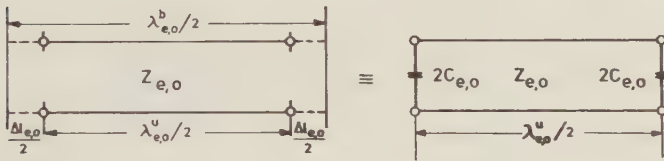


Bild 2.3.9: Äquivalente Ersatzschaltbilder für einen Resonator nach Bild 2.3.8.

Für den Fall kleiner Kapazitäten $C_{e,0}$, d.h. auch kleiner Längen $\Delta\lambda_{e,0}/2$ kann näherungsweise hergeleitet werden

$$C_{e,0} = \frac{1}{8 Z_{e,0}} \frac{f_{e,0}^u - f_{e,0}^b}{f_{e,0}^u \cdot f_{e,0}^b} \quad (2.3.15)$$

Gemessen wurden Resonatoren auf den Substraten Al_2O_3 ($\epsilon_r = 9,7$, Dicke $h = 0,635 \text{ mm}$, Leiterstärke $t = 10 \text{ }\mu\text{m}$) sowie auf glasfaserverstärktem Teflon (RT duroid 5880, $\epsilon_r = 2,23$, $h = 0,5 \text{ mm}$, $t = 17 \text{ }\mu\text{m}$) bei verschiedenen Leiterabständen s und unterschiedlicher Anzahl F der Finger [2.19]. Die Leiterbreite w wurde dabei immer so gewählt, daß galt $Z_e \cdot Z_0 = Z_L^2$ mit $Z_L = 50 \text{ }\Omega$.

Die Ergebnisse der Messungen an den beiden Substraten sind Bild 2.3.10 (Al_2O_3 -Substrat) und Bild 2.3.11 (RT-duroid) zu entnehmen.

Ein Nachteil dieser Anordnung, die aus praktischen Gründen gewählt wurde, ist, daß nicht erfaßbare Streufeldänderungen durch das Einfügen der Kondensatoren an den Enden des Resonators auftreten.

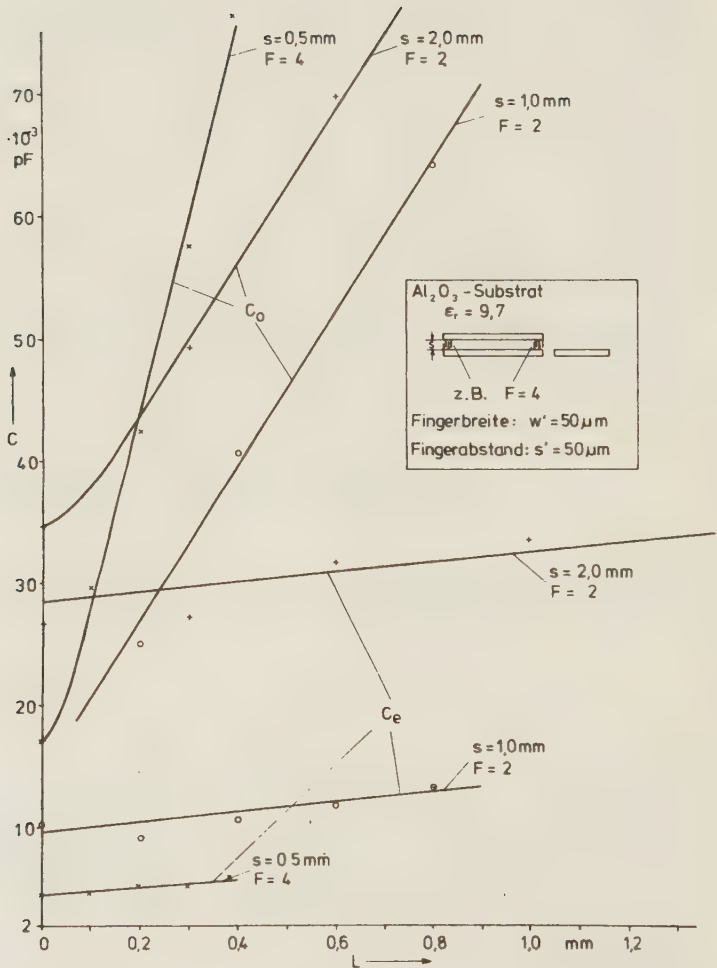


Bild 2.3.10: Kapazitätswerte C_0 bzw. C_e für den Gegentakt- bzw. Gleichtaktfeldtyp bei interdigitalen Kondensatoren auf Al_2O_3 -Substrat als Funktion der Überlappung L (siehe auch Bild 2.3.7).

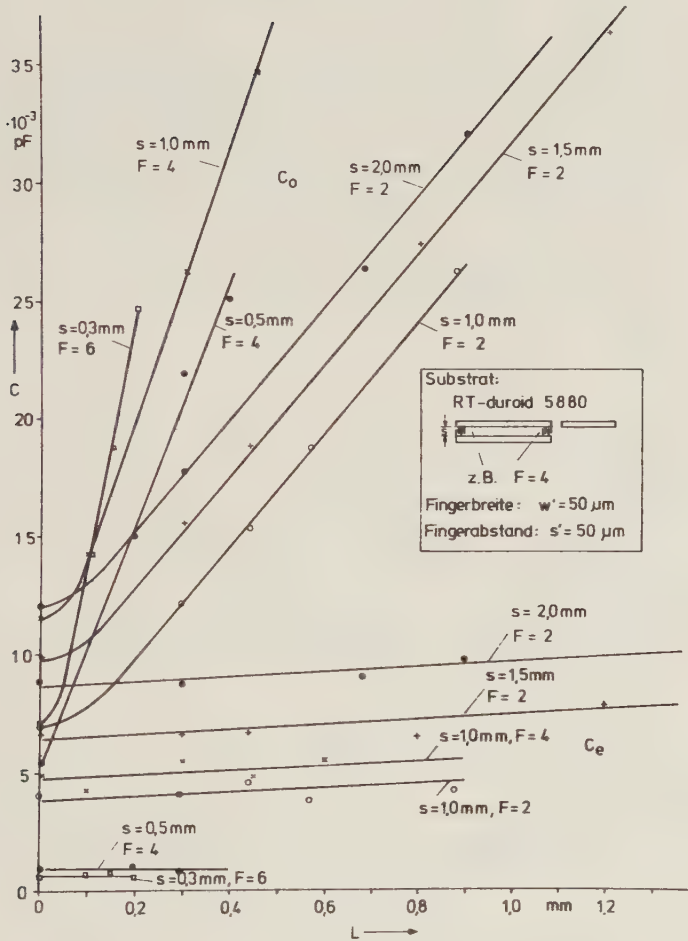


Bild 2.3.11: Kapazitätswerte C_0 bzw. C_e für den Gegentakt- bzw. Gleichtaktfeldtyp bei interdigitalen Kondensatoren auf RT-duroid 5880 als Funktion der Überlappung L (siehe auch Bild 2.3.7).

2.3.3 Gestufte Mikrostreifenleitungskoppler

2.3.3.1 Gestufte Koppler zur Erreichung größerer Bandbreiten

Seit langem ist die Möglichkeit bekannt, breitbandige Koppler durch Cascadierung mehrerer Koppler unterschiedlicher Koppeldämpfung herzustellen (z.B. [1.7]). Für dieses Verfahren existieren Dimensionierungsvorschriften nur für Leitungen mit homogenem Dielektrikum; es lassen sich damit fast beliebige Bandbreiten durch eine entsprechend hohe Stufenzahl bei theoretisch frequenzunabhängiger unendlicher Richtdämpfung erzielen. Für breitbandige Mikrostreifenleitungs-Richtkoppler, für die es noch keine solchen Dimensionierungshinweise gibt, kann diese Methode jedoch nicht ohne weiteres angewendet werden.

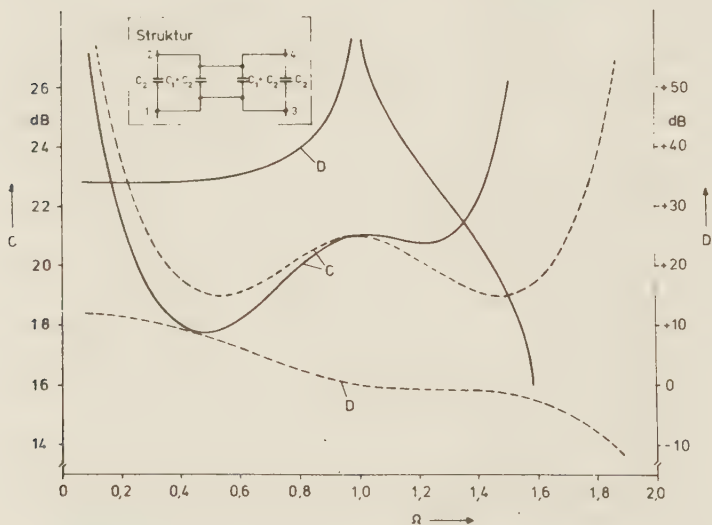


Bild 2.3.12: Koppeldämpfung C und Richtdämpfung D eines 3stufigen Mikrostreifenleitungskopplers auf Al_2O_3 -Substrat.

- unkompensiert (ohne C_1, C_2)
- kompensiert mit 4 Kondensatoren nach Abschnitt 2.3.1

So zeigt Bild 2.3.12, daß für das gewählte Beispiel eines 3stufigen symmetrischen Kopplers auf Al₂O₃-Substrat ($\epsilon_r = 10$) bei einer Dimensionierung nach [1.7] für den interessanten Frequenzbereich die Richtdämpfung $D < 10$ dB bleibt, ja, daß sie in der Nähe der Mittenfrequenz sogar ihr Vorzeichen ändert, so daß das so geschaffene Gebilde nicht mehr als Richtkoppler bezeichnet werden kann. Wendet man jedoch auf jeden Teilkoppler eines der in Abschnitt 2.3.1 besprochenen Verfahren an, so können beträchtliche Verbesserungen der Richtdämpfung erzielt werden. Für die in Bild 2.3.12 berechneten Kurven wurden Koppler mit Struktur 2 (Abschnitt 2.3.1) zugrunde gelegt.

2.3.3.2 Gestufte Koppler mit verbesserter Richtwirkung

Ein in Längsrichtung eines Kopplers stetig oder sprunghaft variiertes Koppelfaktor wurde bisher lediglich dazu ausgenutzt, die Bandbreite der Koppeldämpfung zu erhöhen. Es ist jedoch prinzipiell möglich, wie hier anhand zweier willkürlich herausgegriffener Beispiele exemplarisch verdeutlicht werden soll, durch eine passende Abstufung des Koppelfaktors eine wesentliche Verbesserung des Richtverhaltens eines Kopplers in Mikrostreifenleitungstechnik zu erzielen. Bei diesen Beispielen handelt es sich um 3stufige, symmetrische Koppler, für die willkürlich gleiche elektrische Leitungslängen für den Gleichtaktfeldtyp gewählt wurden. Schaltungen, bei denen die gesamte Leitergeometrie veränderbar ist um ein gewünschtes elektrisches Verhalten zu erzeugen, werden in Kapitel 3 behandelt.

Legt man nun für die erste der beiden denkbaren Kombinationen einen Pol der Richtdämpfung auf die Frequenz $\Omega = 1$, so kann man z.B. für einen 17dB-Koppler auf Teflonsubstrat ($\epsilon_r = 2,23$), bei einer Analyse entsprechend der in Abschnitt 2.3.1, die Wellenwiderstandswerte

$$Z_e(1) = 51.25 \, \Omega, \quad Z_o(1) = 31.0 \, \Omega$$

$$Z_e(2) = 65.8 \, \Omega, \quad Z_o(2) = 60.9 \, \Omega$$

und damit die für die Beurteilung eines Kopplers wichtigen Verläufe der Koppeldämpfung und der Richtdämpfung als Funktion der Frequenz berechnen (Bild 2.3.13).

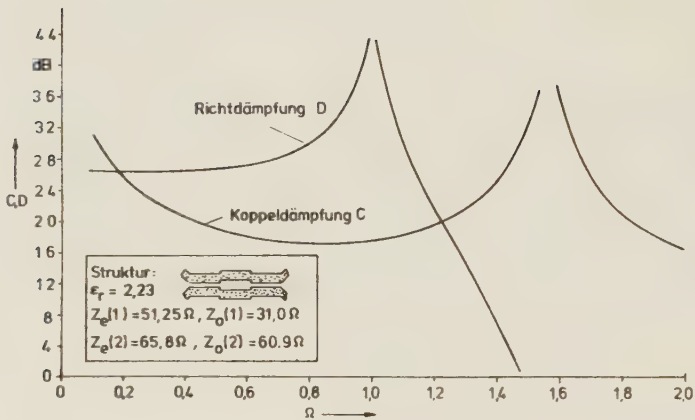


Bild 2.3.13: Koppeldämpfung C und Richtdämpfung D für einen 3stufigen Mikrostreifenleitungsrichtkoppler (lose Kopplung im mittleren Bereich).

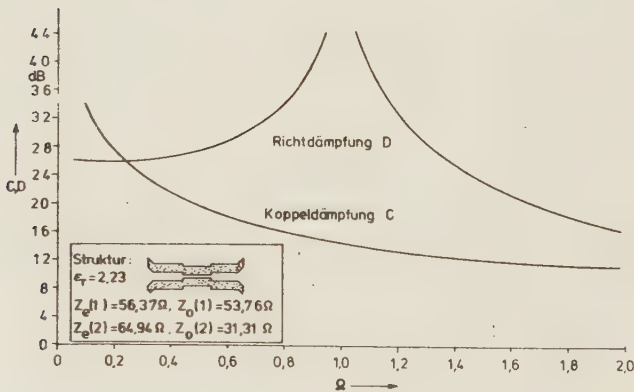


Bild 2.3.14: Koppeldämpfung C und Richtdämpfung D für einen 3stufigen Mikrostreifenleitungsrichtkoppler (enge Kopplung im mittleren Bereich).

Diese Kurvenverläufe sind ähnlich denen, insbesondere was Lage der Polstelle der Richtdämpfung zum Minimum der Koppeldämpfung betrifft, die bei der Analyse einer Schaltung nach Struktur 2, Abschnitt 2.3.1, auftreten [2.7].

Ein Beispiel für die zweite denkbare Leitungskonfiguration eines 3stufigen Kopplers stellt die Wertekombination

$$Z_e(1) = 56.37 \, \Omega, \quad Z_o(1) = 53.76 \, \Omega$$

$$Z_e(2) = 64.94 \, \Omega, \quad Z_o(2) = 31.31 \, \Omega$$

dar, mit einer Frequenzabhängigkeit der Koppel- und Richtdämpfung nach Bild 2.3.14.

Ähnlich den Kopplern nach Struktur 1, Abschnitt 2.3.1, liegt der Pol der Sperrdämpfung bei tieferen Frequenzen als das Minimum der Koppeldämpfung, das hier außerhalb des gezeichneten Frequenzbereiches auftritt.

Erwähnt werden muß noch, daß mögliche, durch die Stufung bedingte sekundäre Effekte, wie Streufelder oder Abstrahlungen, in den berechneten Kurven der Bilder 2.3.13 und 2.3.14 nicht berücksichtigt wurden.

2.4 Zustandsgrößen und Leistungstransport in der Koppelzone symmetrischer gekoppelter Leitungen.

Dieser Abschnitt ist der Frage gewidmet, welche Aussagen über die Zustandsgrößen und, damit zusammenhängend, über den Leistungstransport in der Koppelzone eines 3-Leiter-Systems getroffen werden können, wenn für die Struktur lediglich Längssymmetrie, d.h. Symmetrie bezüglich der Symmetrieebene SE1 in Bild 2.2.1, vorausgesetzt wird. Damit können auch sog. asymmetrische Richtkoppler, die zusätzlich mit konzentrierten Bauelementen beschaltet sein können, behandelt werden. Da über die Querschnittsgeometrie des Leitersystems keine detaillierten Voraussetzungen gemacht werden, können selbstverständlich auch keine Schlußfolgerungen über Feldverteilungen bzw. Leistungsdichten im Querschnitt des Leitersystems gezogen werden. Dagegen lassen sich linienintegrale Leiterspannungen und -ströme berechnen, die mit einem elektromagnetischen Feld im dielektrischen Raum in Beziehung stehen. Dieses elektromagnetische Feld ist mit einem Leistungstransport verknüpft, der formal

dem jeweiligen Leiter zugeordnet wird.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden die Verhältnisse zunächst an einem $\lambda/4$ -Koppler im homogenen Dielektrikum ($v_e = v_0$) erläutert (siehe auch [1.2] und [2.9]); es schließen sich dann noch einige Diagramme für einstufige Mikrostreifenleitungskoppler ohne und mit konzentrierten Kapazitäten an [2.11]. Vereinfachend, aber praxisnah, wird bei den gebrachten Beispielen weiterhin angenommen, daß die Wellenwiderstände sämtlicher Anschlußleitungen gleich seien.

2.4.1 Superposition orthogonaler Wellentypen

Die Ermittlung der Wellen- und anderer Zustandsgrößen im Koppelraum eines Richtkopplers erfolgt hier durch eine gleich- und eine gegenphasige Anregung an den Toren 1 und 2 (Bild 2.4.1) und eine anschließende Überlagerung dieser beiden Betriebsfälle.

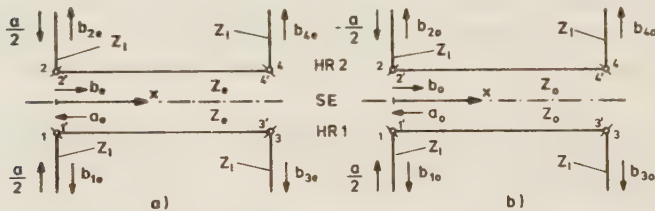


Bild 2.4.1: Wellengrößen bei einem symmetrischen Koppler für
a) Gleichtaktanregung
b) Gegentaktanregung

Durch die Superposition der beiden Anregungsfälle des linearen und reziproken 4-Tors ergeben sich folgende Konsequenzen:

1. Für das Erscheinungsbild nach außen:

Die zu- und abfließenden Wellen in den Anschlußleitungen addieren sich. Also gilt

$$a_1 = a, \quad a_2 = 0,$$

$$a_2 = 0,$$

$$b_v = b_{ve} + b_{vo} \quad \text{mit } v \in \{1, 2, 3, 4\}$$

2. Für die Koppelzone:

Die elektromagnetischen Felder addieren sich vektoriell. In Wellengrößen dargestellt ergeben sich dabei in der gesamten Koppelzone die Wellengrößen $b_e(x)$ und $a_e(x)$ bei Gleichtakt-, und $b_o(x)$ und $a_o(x)$ bei Gegentaktanregung.

In bekannter Weise kann nun ohne jede Störung der Feldverteilung in der Symmetrieebene SE eine magnetische bzw. eine elektrische Wand eingebracht werden, die den gesamten Koppelraum jeweils in zwei Halbräume HR1 und HR2, bzw. bei Betrachtung einer Querschnittsebene in zwei Halbebenen HE1 und HE2 teilt. Dadurch reduziert sich das Problem auf die Überlagerung zweier Feldzustände von 2-Toren eines 2-Leiter-Systems. Es ist dabei zu beachten, daß die Struktur der Felder in den Anschlußleitungen bei beiden Fällen die gleiche ist (Haupttypleitung im Einwellenbereich), daß dagegen in der Koppelzone für die beiden Anregungsfälle sowohl unterschiedliche Feldstrukturen als auch unterschiedliche Wellenwiderstände (Z_e und Z_o) und im allgemeinen Fall auch verschiedene Ausbreitungsmaße auftreten, so daß nur in den Anschlußleitungen die Wellengrößen in einfacher Art superponiert werden dürfen.

Die prinzipielle Feldverteilung der Gleichtakt- und Gegentakt-Feldtypen in einem 3-Leiter-System, dargestellt am Beispiel einer Mikrostreifenleitung, zeigt Bild 2.4.2.

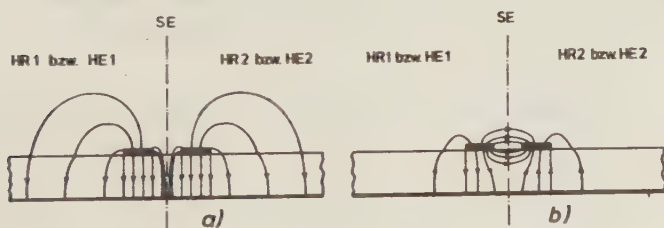


Bild 2.4.2: Feldlinien der elektrischen Feldstärke von gekoppelten Mikrostreifenleitungen in der Transversalebene bei a) Gleichtaktanregung
b) Gegentaktanregung

Steckt man den vektoriellen Gehalt der Felder in Strukturfunktionen $\vec{t}_e$ und $\vec{t}_o$, so gilt für das gezeichnete Beispiel in der Halbebene HE1

$$\int_{HE1} \vec{t}_e \cdot \vec{t}_o d(HR1) = + c \quad ; \quad (2.4.1)$$

und auf Grund der Symmetrie der Felder in der Halbebene 2

$$\int_{HE2} \vec{t}_e \cdot \vec{t}_o d(HR2) = - c \quad . \quad (2.4.2)$$

Ganz analog gilt für den gesamten, vom Feld erfüllten Raum

$$\int_{HE1+HE2} \vec{t}_e \cdot \vec{t}_o d(HR1+HR2) = 0 \quad . \quad (2.4.3)$$

Diese Orthogonalitätsbeziehung zwischen den beiden Feldtypen berechtigt zur Schlußfolgerung, daß sich die Leistung P_G , die durch den Gesamtquerschnitt transportiert wird, additiv aus den Leistungsanteilen P_e und P_o des Gleich- und Gegentakt-Feldtyps zusammensetzt

$$P_G = P_e + P_o \quad . \quad (2.4.4)$$

Die Leistungsanteile P_e und P_o können dabei aus den Wellengrößen a_e , b_e bzw. a_o , b_o bestimmt werden. Aufgrund der Symmetrie der Felder (siehe Bild 2.4.2) ist jedoch unmittelbar einzusehen, daß gilt

$$\int_{HE1} (\vec{E}_e \times \vec{H}_e^*) d(HR1) = \int_{HE2} (\vec{E}_e \times \vec{H}_e^*) d(HR2) \quad (2.4.5)$$

und

$$\int_{HE1} (\vec{E}_o \times \vec{H}_o^*) d(HR1) = \int_{HE2} (\vec{E}_o \times \vec{H}_o^*) d(HR2) \quad .$$

Daraus folgt

$$P_e = 2 P_e^{HE} \quad ; \quad P_o = 2 P_o^{HE} \quad . \quad (2.4.6)$$

Jeder Wellentyp transportiert also auf Grund seiner Symmetrie durch jede Halbebene die Hälfte der Energie der Gesamtebene. Diese Tatsache ermöglicht die Ermittlung der Wellengrößen a_e , b_e und a_o , b_o aus den Wellengrößen eines Halbraumes

$$a_{e,o} = \sqrt{2} \overset{\text{HR}}{a_{e,o}} \quad ; \quad b_{e,o} = \sqrt{2} \overset{\text{HR}}{b_{e,o}} \quad . \quad (2.4.7)$$

Für den Leistungstransport eines Wellentyps gilt allgemein [1.24]:

$$P_v = \left\{ \frac{1}{2} |a_v|^2 - \frac{1}{2} |b_v|^2 \right\} + j \{ |a_v| \cdot |b_v| \cdot \sin[2\beta_v x + \text{arc}(b_v) - \text{arc}(a_v)] \}. \quad (2.4.8)$$

Mit Gl. (2.4.7) gilt dann für P_e bzw. P_o (unter Beachtung der Richtungs-
pfeile von Bild 2.4.1):

$$P_{e,o} = \frac{1}{2} | \sqrt{2} \overset{\text{HR}}{b_{e,o}} |^2 - \frac{1}{2} | \sqrt{2} \overset{\text{HR}}{a_{e,o}} |^2 + \\ + j \{ | \sqrt{2} \overset{\text{HR}}{b_{e,o}} | \cdot | \sqrt{2} \overset{\text{HR}}{a_{e,o}} | \sin[2\beta_{e,o} x + \text{arc}(a_{e,o}) - \text{arc}(b_{e,o})] \}. \quad (2.4.9)$$

Zusammenfassend kann man also zunächst folgende Übersicht über das Leistungstransportverhalten eines Richtkopplers angeben:

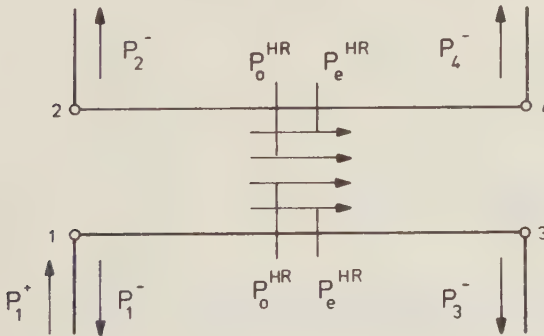


Bild 2.4.3: Leistungstransportverhalten der beiden Wellentypen

Für den Wirkleistungstransport im Richtkoppler gilt:

$$P_G^P = P_e^P + P_o^P$$

$$= (|b_e^{HR}|^2 - |a_e^{HR}|^2) + (|b_o^{HR}|^2 - |a_o^{HR}|^2) . \quad (2.4.10)$$

Bei konstanten Leitungsparametern in der Koppelzone und der Annahme der Verlustlosigkeit des Richtkopplers bleiben die Beträge der Wellengrößen in Gl. (2.4.10) längs der Koppelzone konstant.

Das bedeutet:

Die Summe der an den Toren 3 und 4 abfließenden Wirkleistungen fließt durch jede beliebige Querschnittsebene der Koppelzone.

2.4.2 Zustandsgrößen und Leistungstransport.

Für die beiden Wellentypen und die beiden Halbräume lassen sich vier Ersatzschaltbilder aufstellen, die in Bild 2.4.4 zusammengefaßt sind.

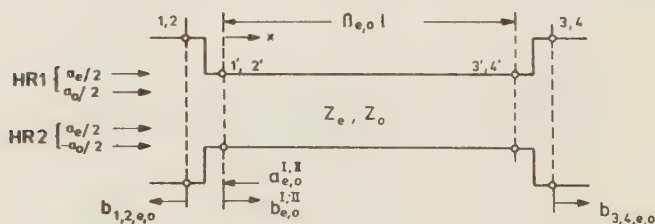


Bild 2.4.4: 2polige Ersatzschaltbilder für die beiden Wellentypen in den beiden Halbräumen.

Die beiden Halbräume unterscheiden sich lediglich durch einen Vorzeichenwechsel aller Wellengrößen im Gegentaktbetrieb. Beschränkt man sich, wie eingangs erwähnt, der besseren Übersichtlichkeit wegen, zunächst auf den Sonderfall $l = \lambda/4$ und $\beta_e = \beta_o$, so lassen sich die

Wellengrößen der 2-Tore nach Bild 2.4.4 im Koppelraum an der Stelle $x = 0$ berechnen. Es ergeben sich für den Halbraum 1

$$a_{e,0}^I = \frac{\sqrt{z_{e,0}} \cdot (z_{e,0} - 1)}{z_{e,0}^2 + 1} \cdot \frac{a}{2} ,$$

$$b_{e,0}^I = \frac{\sqrt{z_{e,0}} \cdot (z_{e,0} + 1)}{z_{e,0}^2 + 1} \cdot \frac{a}{2}$$

und für den Halbraum 2

$$a_e^{II} = \frac{\sqrt{z_e} \cdot (z_e - 1)}{z_e^2 + 1} \cdot \frac{a}{2} , \quad (2.4.11)$$

$$a_0^{II} = - \frac{\sqrt{z_0} \cdot (z_0 + 1)}{z_0^2 + 1} \cdot \frac{a}{2} ,$$

$$b_e^{II} = \frac{\sqrt{z_e} \cdot (z_e + 1)}{z_e^2 + 1} \cdot \frac{a}{2} ,$$

$$b_0^{II} = - \frac{\sqrt{z_0} \cdot (z_0 + 1)}{z_0^2 + 1} \cdot \frac{a}{2} ,$$

wobei die $z_{e,0}$ die auf den Wellenwiderstand Z_ℓ normierten Wellenwiderstände $Z_{e,0}$ darstellen.

Sollen die gekoppelten Leitungen als Richtkoppler wirken, d.h. sollen alle Tore eigenreflexionsfrei und somit zwei Tore entkoppelt sein, so muß gelten

$$Z_e \cdot Z_0 = Z_\ell^2 \quad \text{oder} \quad Z_0 = \frac{1}{Z_e} . \quad (2.4.12)$$

Mit dieser Beziehung erhält man aus (2.4.11)

$$\begin{array}{c} \text{I} \quad \text{I} \quad \text{II} \quad \text{II} \\ a_e = -a_o = a_e = a_o \end{array}$$

und

$$\begin{array}{c} \text{I} \quad \text{I} \quad \text{II} \quad \text{II} \\ b_e = b_o = b_e = -b_o \end{array}, \quad (2.4.13)$$

sowie allgemein für eine beliebige Stelle x im Koppelraum

$$\begin{array}{c} \text{I,II} \quad \text{I,II} \\ b_{e,o}(x) = b_{e,o} \cdot e^{-j\beta_{e,o}x} \end{array}$$

und

$$\begin{array}{c} \text{I,II} \quad \text{I,II} \\ a_{e,o}(x) = a_{e,o} \cdot e^{+j\beta_{e,o}x} \end{array} \quad (2.4.14)$$

Den Verlauf der Wellengrößen bei einem 3dB-Koppler in den Halbräumen zeigt Bild 2.4.5.

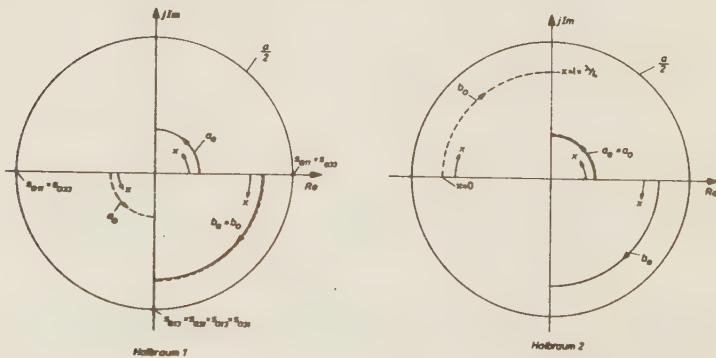


Bild 2.4.5: Wellengrößen im Koppelraum

Durch eine Summation der Zeiger der vor- und rücklaufenden Wellen ergeben sich dann nach

$$\begin{array}{ccc} \text{I, II} & \text{I, II} & \text{I, II} \\ u_{e,0} & = & a_{e,0} + b_{e,0} \end{array}$$

und

$$\begin{array}{ccc} \text{I, II} & \text{I, II} & \text{I, II} \\ i_{e,0} & = & b_{e,0} - a_{e,0} \end{array}$$

die Zeiger der bezogenen Ströme und Spannungen der Leiter 1 und 2 über x für die beiden Wellentypen (Bild 2.4.6).

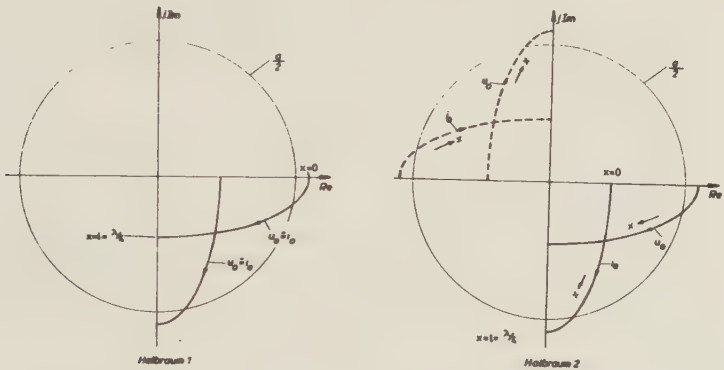


Bild 2.4.6: Normierte Spannungen und Ströme im Koppelraum

Mit den bisher getroffenen Feststellungen kann der Wirkleistungstransport in der Koppelzone näher untersucht werden. So folgt aus (2.4.10) und (2.4.13) sofort die Tatsache, daß für den gewählten Fall eines "idealen" Kopplers die vom Gleich- und vom Gegentaktfeldtyp transportierten Wirkleistungsanteile gleich sind, also

$$P_e^D = P_o^D \quad \text{oder} \quad (2.4.15)$$

$$P_G^D = 2P_e^D = 2P_o^D = 2(|b_e|^2 - |a_e|^2) \quad (2.4.16)$$

Gleichung (2.4.11) und die Tatsache, daß stets $z_e > 1$ ist, führen auf eine transportierte Gesamtwirkleistung von

$$P_G^P = \frac{4z_e^2}{(z_e^2 + 1)^2} \cdot \frac{|a|^2}{2} \quad (2.4.17)$$

Setzt man den Koppelfaktor

$$k = |s_{21}| = \frac{Z_e/Z_0 - 1}{Z_e/Z_0 + 1} = \frac{z_e^2 - 1}{z_e^2 + 1} = \frac{1 - z_0^2}{1 + z_0^2} \quad (2.4.18)$$

in Gl. (2.4.17) ein, so erhält man die bekannte Beziehung

$$P_G^P = (1 - |s_{21}|^2) \cdot \frac{|a|^2}{2} \quad (2.4.19)$$

Diese durch jede Querschnittsebene der Koppelzone fließende Wirkleistung strömt an Tor 3 ab.

Da die Voraussetzung wirbel- und quellenfreier Felder für die Transversalebene gemacht wurde, können linienintegrale Leitungsspannungen und -ströme definiert werden. Dies geschieht zunächst für die Gleichtakt- und Gegentaktfeldtypen und dann, als Überlagerung derselben, für die auf den gekoppelten Leitern auftretenden Spannungen U_1 , U_2 und die Ströme I_1 , I_2 . Unter entsprechender Berücksichtigung der Wellenwiderstände Z_e , Z_0 gilt

$$\begin{matrix} I, II & I, II & & I, II \\ U_{e,0} = u_{e,0} \cdot \sqrt{Z_{e,0}} & , & I_{e,0} = \frac{i_{e,0}}{\sqrt{Z_{e,0}}} \end{matrix}$$

sowie

$$\begin{matrix} I, II & I, II & & I, II & I, II \\ U_{1,2} = U_e + U_0 & , & I_{1,2} = I_e + I_0 \end{matrix} \quad (2.4.20)$$

Die Verläufe dieser komplexen Spannungs- und Stromzeiger über der Koordinate x sind für den bei der Mittenfrequenz betrachteten 3dB-Koppler Bild 2.4.7 zu entnehmen.

Aus dieser Darstellung geht hervor, daß in der gesamten Koppelzone sowohl U_1 , I_1 als auch U_2 und $-I_2$ in Phase sind, so daß U_1 , I_1 einen reinen Wirkleistungstransport in $+x$ -Richtung und U_2 , I_2 einen solchen in $-x$ -Richtung bewirken (Bild 2.4.8).

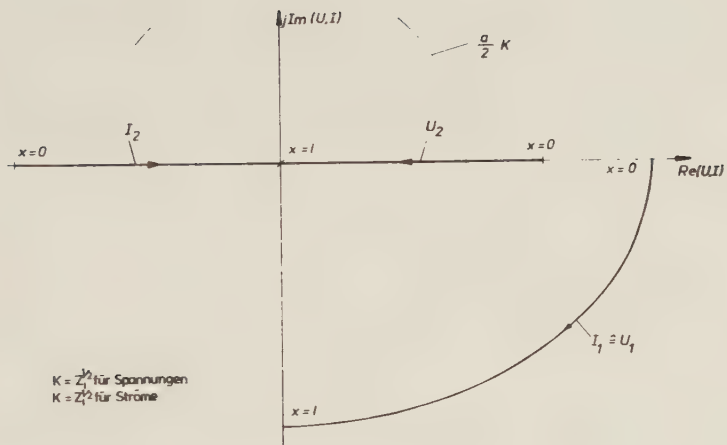


Bild 2.4.7: Leiterspannungen und -ströme eines 3dB-Kopplers

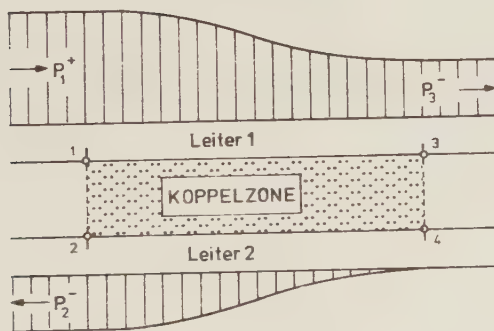


Bild 2.4.8: Leistungstransport in der Koppelzone

Die in +x-Richtung strömende, resultierende Wirkleistung ist $P_3 = \text{const.}$, und zwar in jeder Ebene der Koppelzone.

Neben dem hier ausführlich behandelten Fall eines "idealen" Richtkopplers wurden noch verschiedene andere Fälle berechnet [2.11]. Für einen Mikrostreifenleitungs-Richtkoppler ohne und mit zusätzlichen, auf den Gegentakt-Feldtyp einwirkenden, konzentrierten Kapazitäten an den Enden der Koppelzone sind die Ergebnisse den Bildern 2.4.9 und 2.4.10 sowie 2.4.11 und 2.4.12 zu entnehmen. Die Bedeutung des dort auftretenden Faktors K entspricht der des Bildes 2.4.7. Für beide Fälle wurden bei Wellenwiderständen von

$$Z_e = 54,1 \, \Omega \quad , \quad Z_o = 46,21 \, \Omega$$

bezogene Phasengeschwindigkeiten

$$v_e/c_0 = 0,666 \quad \text{und} \quad v_o/c_0 = 0,697$$

gewählt. Im zweiten Fall wurde schließlich der Kapazitätswert noch so bestimmt, daß für die betrachtete Frequenz ein Pol der Sperrdämpfung erreicht wurde.

Schließlich seien noch die Ergebnisse für einen Koppler, bei dem sich die Phasengeschwindigkeiten beider Wellentypen um den Faktor 3 unterscheiden [1.17], der sich allerdings in Mikrostreifenleitungstechnik nicht realisieren läßt, dargestellt. Ein wesentliches Merkmal dieser Klasse von Kopplern ist die Tatsache, wie hier anhand eines 3dB-Kopplers gezeigt wird, daß gespeistes und entkoppeltes Tor auf einer Leitung liegen (Bild 2.4.13).

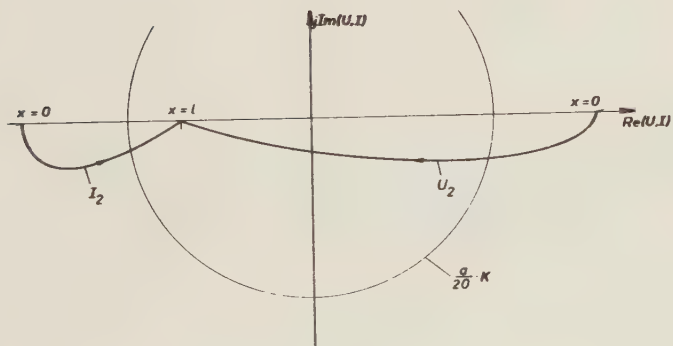
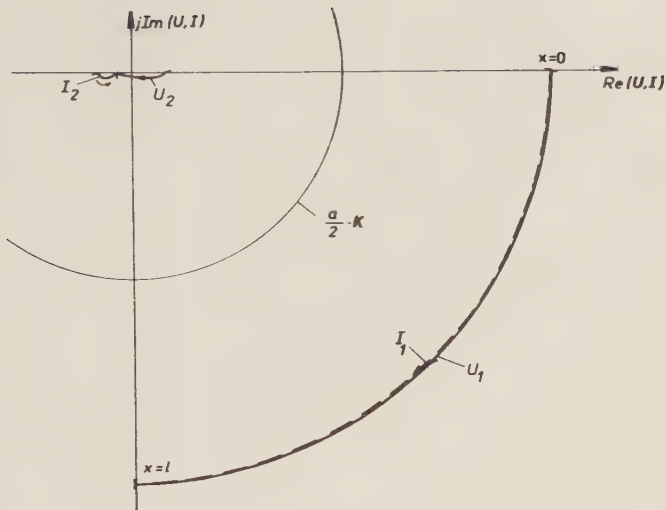


Bild 2.4.9: Leiterspannungen und Leiterströme eines
Mikrostreifenleitungs-Richtkopplers ($C \approx 22 \text{ dB}$,
 $\epsilon_r = 10$)

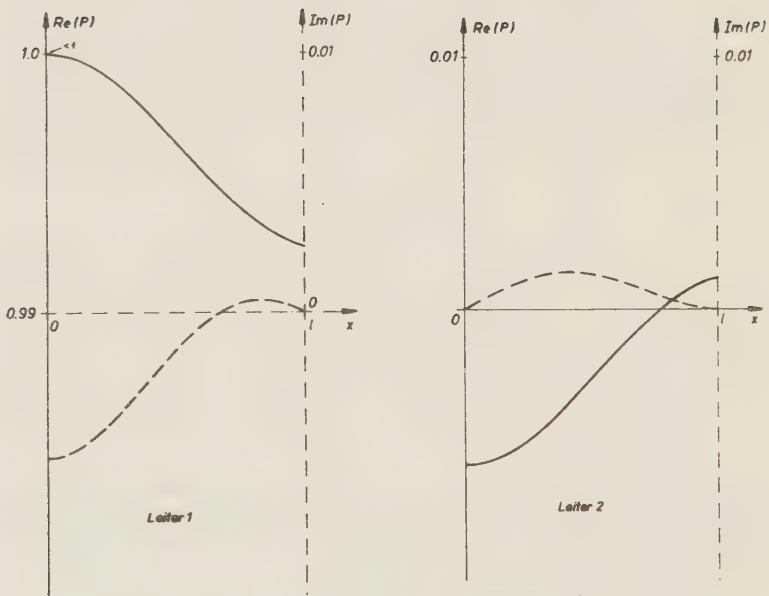


Bild 2.4.10: Leistungstransport bei einem Mikrostreifen-
leitungs-Richtkoppler ($C \approx 22 \text{ dB}$, $\epsilon_r = 10$)

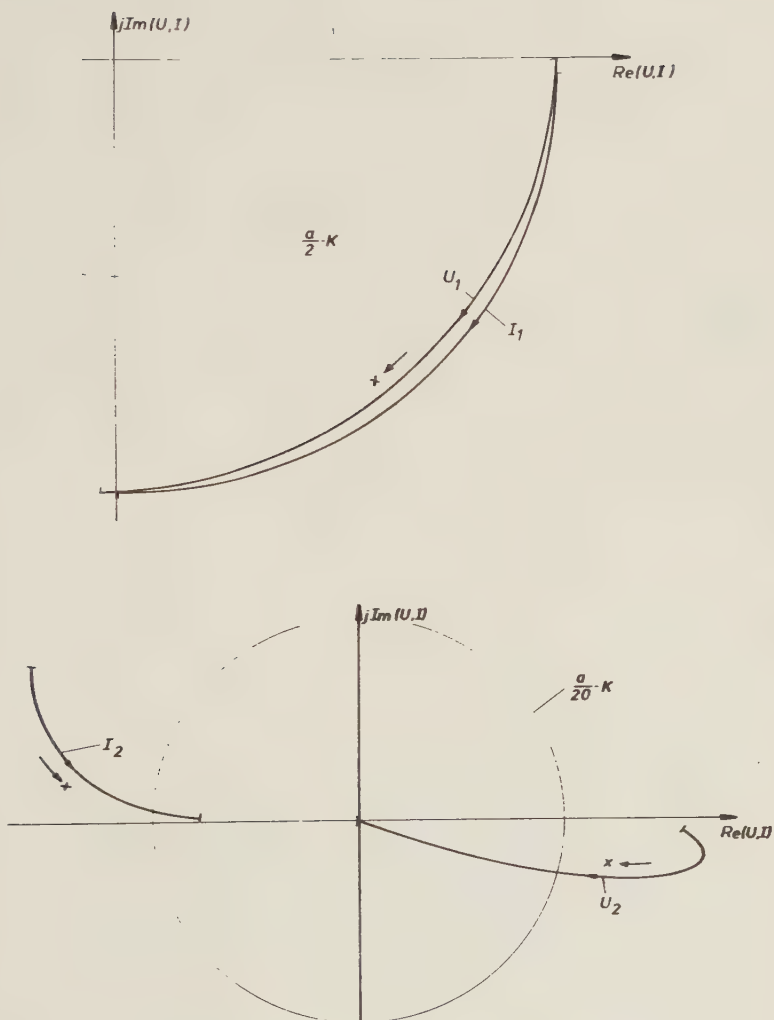


Bild 2.4.11: Leiterspannungen und -ströme bei einem Mikrostreifenleitungsrichtkoppler mit konzentrierten Kapazitäten an den Enden der Koppelzone ($C \approx 22$ dB, $\epsilon_r = 10$)

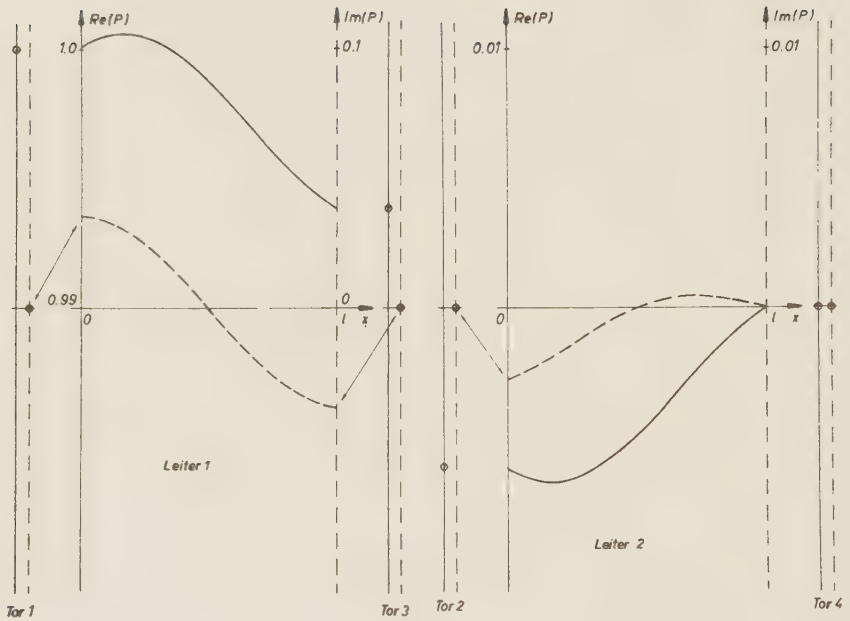


Bild 2.4.12: Leistungstransport bei einem Mikrostreifen-
 leitungs-Richtkoppler mit konzentrierten
 Kapazitäten ($C \approx 22 \text{ dB}$, $\epsilon_r = 10$).

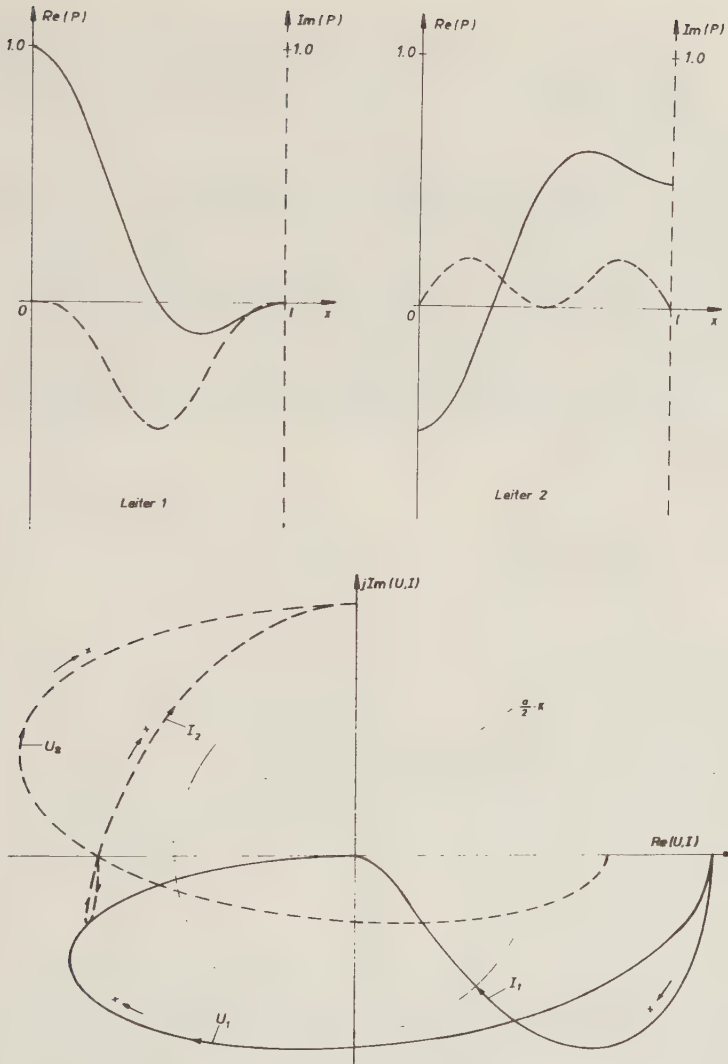


Bild 2.4.13: Leistungsverhalten, Leiterspannungen und -ströme bei einem 3dB-Koppler nach DALLEY ($v_0 = 3 v_e$).

3. Rechnergestützte Optimierung von Mikrostreifenleitungs- Richtkopplern.

3.0 Allgemeines

Ziel der rechnergestützten Optimierung eines Bauelements ist es i.a., eine für die vorgesehene Funktion prinzipiell als brauchbar erkannte Struktur so zu dimensionieren, daß sie optimal im Sinne des Entwicklers ist. Da es mit den in Kapitel 2 untersuchten Strukturen nicht möglich ist, einen idealen Richtkoppler für beliebige Frequenzen zu realisieren, gilt das Interesse zunächst der Definition des Optimums eines für einen bestimmten Anwendungsfall vorgesehenen Richtkopplers. In den meisten Fällen wird das Erreichen dieses Optimums in der Erfüllung der Forderungen

Koppeldämpfung	$C = C_{\text{so11}} \pm \Delta C$
Richtdämpfung	$D > D_{\text{min}}$
Reflexionsdämpfung	$R > R_{\text{min}}$

in einem Frequenzbereich $f_u < f < f_o$ bestehen. Dabei kann je nach Anwendungsfall neben den vorgegebenen Werten f_u , f_o , C_{so11} beispielsweise noch ΔC festgelegt und die gewählte Struktur auf maximale Werte von D und/oder R optimiert werden, oder - wenn eine gewisse Mindestrichtdämpfung D_{min} gefordert ist - die Optimierung auf minimale Werte von ΔC erfolgen. Nicht selten passiert es dann, daß die gestellten Forderungen für die untersuchte Struktur zu hoch sind, so daß diese entweder eingeschränkt werden müssen oder aber die Schaltungsstruktur zu modifizieren ist.

Die in Abschnitt 2.3.1 vorgestellte Kopplerstruktur mit 2 Kapazitäten an den Enden der verkoppelten Leitungen ist fast optimal in dem Sinne, daß in dem Frequenzbereich geringster Variation der Koppeldämpfung sowohl Richt-, als auch Reflexionsdämpfung genügend groß sind. Ähnliches kann von dem in Bild 2.3.14 gezeigten, gestuften Koppler nicht behauptet werden, da hier das Minimum der Koppeldämpfung und das Maximum der Richtdämpfung frequenzmäßig weit auseinander liegen. Auch bei dem in Bild 2.3.12 dargestellten kompensierten Koppler scheint eine Verbesserung insofern möglich zu sein, als der Verlauf der

Koppeldämpfung noch nicht befriedigt.

Bei den in Abschnitt 2.3.1 untersuchten einfachen Schaltungen war es gelungen, wirkungsvolle, praxisnahe quantitative Dimensionierungshinweise zu geben. Ähnlichen analytischen Verfahren scheinen komplexe Schaltungen wie die des Bildes 2.3.14 oder die in Abschnitt 2.3.3 erwähnten gestuften Koppler nicht zugänglich zu sein, insbesondere wenn man die oben skizzierten Optima zu erreichen sucht. Hier sind die bekannten Verfahren der rechnergestützten Schaltungsoptimierung, die auch in die Mikrowellentechnik Eingang gefunden haben und die beispielsweise beim Entwurf von Filtern, Anpassungsnetzwerken, Stufentransformatoren u.ä. mit großem Erfolg eingesetzt werden können, am Platze (siehe auch [3.1] bis [3.7]).

3.1 Die Zielfunktion

Ziel numerischer Optimierungsstrategien ist die Minimierung oder Maximierung einer Zielfunktion Z , wobei gilt

$$Z = Z(\underline{S}, \underline{\Omega}) \quad (3.1.1)$$

und

$$\underline{S}^T = (S_1 \ S_2 \ \dots \ S_m) \quad .$$

Die Elemente von $\underline{S}$ sowie $\underline{\Omega}$ sind dabei unabhängige Parameter, die in einem realen Beispiel immer nur innerhalb eines gewissen Wertebereiches zulässig sind, so daß gilt

$$\Omega_{uj} < \Omega < \Omega_0$$

und

$$S_{uv} < S_v < S_{0v} \quad . \quad (3.1.2)$$

Im allgemeinen ist die Realisierung der physikalischen Größen, die die S_v repräsentieren, nicht nur von der einzelnen Größe selbst, sondern von einem Kollektiv verschiedener Parameter abhängig, so daß zusätzliche Restriktionen der Parameter in Kauf genommen werden müssen, die sich in die allgemeine Form

$$F_j(\underline{S}) = 0 \quad j \text{ Zahl der Funktionen} \quad (3.1.3)$$

kleiden lassen. Beispiele für die in den Gleichungen (3.1.2) erwähnten Einschränkungen sind einmal der begrenzte Frequenzbereich, in dem technische Bauelemente betrachtet werden und zum andern der Wertebereich realisierbarer Wellenwiderstände, der bei Mikrostreifenleitungen recht eng ist. Bei gekoppelten Mikrostreifenleitungen ist es weiterhin aus technologischen Gründen nicht möglich, die für die beiden Feldtypen definierten Wellenwiderstände unbeschränkt unabhängig voneinander einzustellen, was zu einer Forderung nach Gleichung (3.1.3) führt.

Neben der Begrenzung der Variablen sind i.a. auch der Zielfunktion selbst Schranken gesetzt. Diese Schranken lassen sich z.B. in der bekannten Minimax-Formulierung der Zielfunktion leicht berücksichtigen.

Bei der folgenden Optimierung von Richtkopplern wird eine andere Möglichkeit der Formulierung der Zielfunktion, die "least pth approximation" gewählt, für die die Zielfunktion folgendermaßen formuliert werden kann [3.1]

$$Z = Z(\underline{S}, \underline{\Omega}) = \sum_{i=1}^n |g_i(F_i(\underline{S}) - A_i)|^p = \sum_{i=1}^n |f_i(\underline{S})|^p \quad (3.1.4)$$

mit

$$\underline{\Omega}^T = (\Omega_1 \ \Omega_2 \ \dots \ \Omega_n) .$$

Die Zielfunktion ist demnach die Summe der an den n Probefrequenzen ermittelten Funktionswerte $F_i(\underline{S})$ abzüglich der Sollwerte A_i , wobei noch n Gewichtungsfaktoren g_i berücksichtigt werden können und der Betrag $f_i(\underline{S})$ dieser Fehlabweichung noch mit einem Faktor $p \geq 1$ potenziert wird. Üblicherweise werden die Frequenzen Ω_i äquidistant gewählt und eine verstärkte Berücksichtigung gewisser Frequenzbereiche durch entsprechende Gewichtungsfaktoren vorgenommen. Ein besonderer Vorteil der Formulierung der Zielfunktion nach (3.1.4) ist noch darin zu suchen, daß durch eine entsprechende Wahl von p der Grenzfall minimaler Fläche zwischen Ist- und Sollfunktion ($p=1$) oder eines Tschebyscheff-Verhältnisses ($p \rightarrow \infty$) approximiert werden kann.

Bei Mikrostreifenleitungs-Richtkopplern muß, anders als bei Richtkopplern im homogenen Medium, ein brauchbarer Kompromiß zwischen einem

bestimmen Verlauf der Koppeldämpfung und einer bestimmten minimalen Richtdämpfung innerhalb eines Frequenzbereiches gesucht werden. Dies wird mit einer kombinierten Zielfunktion

$$Z(\underline{S}, \underline{\Omega}) = g_1 Z_1(\underline{S}, \underline{\Omega}) + g_2 Z_2(\underline{S}, \underline{\Omega}) \quad (3.1.5)$$

erreicht, wobei je nach Anwendungsfall das Gewicht durch die Gewichtungsfaktoren g_1 bzw. g_2 mehr auf die für ein bestimmtes Koppelverhalten verantwortliche Funktion Z_1 bzw. auf die für das Richtverhalten zuständige Funktion Z_2 gelegt wird.

Zur Handhabung der oben erwähnten Restriktionen der Parameter gibt es verschiedene Möglichkeiten, deren einfachste die der Bestrafung der Zielfunktion mit einem hinreichend großen Betrag $R > 0$ ist, wenn durch die gewählte Minimierungsstrategie ein Vektor $\underline{S}$ erreicht wird, der nicht den Bedingungen (3.1.2) und (3.1.3) genügt. Bei k verschiedenen Anforderungen an das Bauelement, die durch je eine Zielfunktion beschrieben werden, gilt also allgemein

$$Z(\underline{S}, \underline{\Omega}) = g_1 Z_1(\underline{S}, \underline{\Omega}) + g_2 Z_2(\underline{S}, \underline{\Omega}) + \dots + g_k Z_k(\underline{S}, \underline{\Omega}) + R \quad (3.1.6)$$

3.2 Erprobung der Zielfunktion und einer Suchstrategie

Um bei der Optimierung auch Strukturen, die in Längsrichtung inhomogen sind, erfassen zu können, wurde von der in Abschnitt 2.4 vorausgesetzten Einfachsymmetrie ausgegangen und nur Querschnittssymmetrie (Symmetrieebene SE1 in Bild 2.2.1) angenommen. Die Analyse eines 4-Tors läßt sich dann wieder durch die Oberlagerung zweier 2-Tore durchführen. Die 2-Tore selbst werden durch Matrizenmultiplikation komplexer Kettenmatrizen analysiert. Bei Gleichtaktanregung erhält man dann für das 2-Tor 1,3 (Bild 2.2.1) die Streuparameter s_{e11} , $s_{e31} = s_{e13}$, s_{e33} und bei Gegentaktanregung entsprechend s_{o11} , $s_{o31} = s_{o13}$, s_{o33} . Damit ergeben sich für die Gesamtschaltung die Beziehungen

$$\begin{aligned}
 s_{11} &= s_{22} = \frac{1}{2} (s_{e11} + s_{o11}) \\
 s_{33} &= s_{44} = \frac{1}{2} (s_{e33} + s_{o33}) \\
 s_{21} &= s_{12} = \frac{1}{2} (s_{e11} - s_{o11}) \\
 s_{43} &= s_{34} = \frac{1}{2} (s_{e33} - s_{o33}) \\
 s_{31} &= s_{13} = s_{42} = s_{24} = \frac{1}{2} (s_{e31} + s_{o31}) \\
 s_{41} &= s_{14} = s_{32} = s_{23} = \frac{1}{2} (s_{e31} - s_{o31}) .
 \end{aligned} \tag{3.2.1}$$

Unter Berücksichtigung des in den Abschnitten 3.0 und 3.1 Gesagten, kann nun z.B. für die in Bild 2.3.13 erwähnte Schaltung mit 4 konzentrierten Kapazitäten folgende Zielfunktion formuliert werden

$$Z(\underline{C}, \underline{\Omega}) = \sum_{i=1}^n (g_1 |s_{21s} - s_{21i}|)^P + (g_2 \left| \frac{s_{41i}}{s_{21i}} \right|)^P \tag{3.2.2}$$

mit $\underline{C}^T = (C(1) \ C(2))$, den Kapazitätswerten,

und $\underline{\Omega}^T = (\Omega_1 \ \dots \ \Omega_n)$, den Frequenzwerten,

sowie s_{21s} , dem Sollwert des Koeffizienten s_{21}

und $g_{1,2} \geq 0$, den Gewichtungsfaktoren.

Bei fest vorgegebenem Frequenzvektor $\underline{\Omega}$ ergibt sich dann eine 2dimensionale Zielfunktion mit den unabhängigen Variablen $C(1) \geq 0$, $C(2) \geq 0$. Der einfachste Weg, genügend Informationen über die so definierte Zielfunktion zu erhalten, ist, innerhalb eines sinnvollen Wertebereiches eine genügend enge Rasterung von $C(1)$ und $C(2)$ vorzunehmen, an den jeweiligen Wertepaaren Funktionsproben zu entnehmen und diese in geeigneter Weise darzustellen.

Für den Bereich der normierten Kapazitäten

$$0 < (C_n(1) \ , \ C_n(2)) < 0.2$$

bei einer Rasterung von 29 mal 29 Wertepaaren ist in Bild 3.2.1 die Funktion

$$Z'(C_n(1), C_n(2)) = \log 1/Z$$

perspektivisch dargestellt. Folgende Größen für die Zielfunktion wurden dabei gewählt

$$g_1 = 5, \quad g_2 = 1, \quad p = 10, \quad s_{215} = 0.1,$$

sowie

$$\Omega^T = (0.4 \quad 0.7 \quad 1.0 \quad 1.3 \quad 1.6) .$$

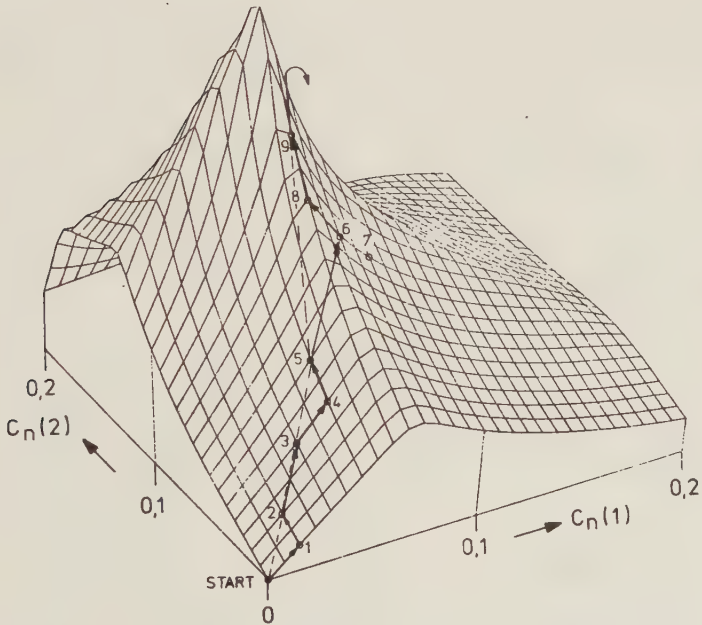


Bild 3.2.1: Perspektivische Darstellung der Funktion $Z'(C_n(1), C_n(2))$; einige Schritte der verwendeten Optimierstrategie auf dem Weg zum Optimum.

Aus solchen sehr rechenintensiven Untersuchungen läßt sich bei entsprechender Rasterung der Parameter praktisch ein vollständiges Bild über die Geländestruktur der betreffenden Funktion gewinnen. In dem gewählten Beispiel zeigt sich, daß außer einem (globalen) Maximum der Funktion Z' für

$$C_n(1) \approx 0.05, \quad C_n(2) \approx 0.107$$

in dem erlaubten Gebiet keine weiteren (lokalen) Maxima auftreten. Das Gelände ist außerdem vermutlich so beschaffen, daß überall Steigungen endlicher Größe auftauchen.

Für Zielfunktionen mit mehreren Variablen müssen subtilere Maßnahmen der Optimumsuche ergriffen werden. Aus der großen Zahl veröffentlichter Optimierungsstrategien wird hier die Methode von HOOKE und JEEVES [3.6], die eine sog. direkte Suchmethode ist, die ohne Ableitungen der Zielfunktion auskommt, verwendet. Diese "pattern-search"-Strategie ist imstande, schmalen Tälern zu folgen, sie scheitert jedoch bei "rasierklingenscharfen" Tälern [3.2], die nicht zufälligerweise in einer Suchrichtung liegen und die insbesondere bei einer einfachen Bestrafung der Zielfunktion als Folge von Parameterrestriktionen nach (3.1.6) auftreten können (siehe Bild 3.2.2).

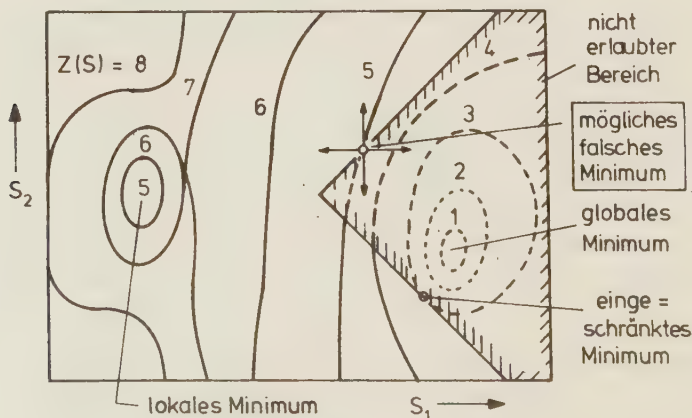


Bild 3.2.2: Ermittlung falscher Minima von $Z(S)$ an Wänden zu großer Steigung

Erwähnt sei noch der Tatbestand, daß numerische Optimierungsmethoden meist auf ein vom Startvektor abhängiges Minimum hinarbeiten, das nicht notwendigerweise das globale sein muß. Die Wahl eines geeigneten Startvektors spielt deshalb eine wichtige Rolle bei der Erreichung des erwünschten Optimums, aber auch bei der Erzielung kurzer Rechenzeiten. Zur Erprobung des Rechenprogramms *) wurden in 3 Beispielen zunächst Richtkoppler mit homogenem Dielektrikum optimiert. Die Wellenwiderstände der Anschlußleitungen sind in allen Fällen $Z_L = 50 \Omega$.

Beispiel 1: 3stufiger symmetrischer Koppler

Die Zielfunktion

$$Z(Z_e, \Omega) = \sum_i (|s_{21s} - |s_{11e}| |)^p \quad (3.2.3)$$

mit den unabhängigen Variablen

$$Z_e^T = (Z_e(1) \ Z_e(2))$$

und $\Omega^T = (0.4 \ 0.5 \ \dots \ 1.5 \ 1.6),$

sowie $s_{21s} = 0.1$

wurde zunächst für $p = 1$ für einen festgelegten Startvektor optimiert. Dieses Ergebnis diente dann als neuer Startvektor für den Fall $p = 2$ und dessen Ergebnis wiederum als Startvektor für $p = 10$. Die Verläufe der Koppeldämpfung im optimierten Frequenzgebiet, die errechneten Werte der Variablen, die Zahl N der jeweiligen Funktionsaufrufe und die gesamte Rechenzeit (Telefunken-Rechner, System TR 440) sind Bild 3.2.3 zu entnehmen.

*) Das Optimierprogramm "DIRECT" wurde der Programmbibliothek des Rechenzentrums der Universität Erlangen-Nürnberg entnommen und leicht modifiziert.

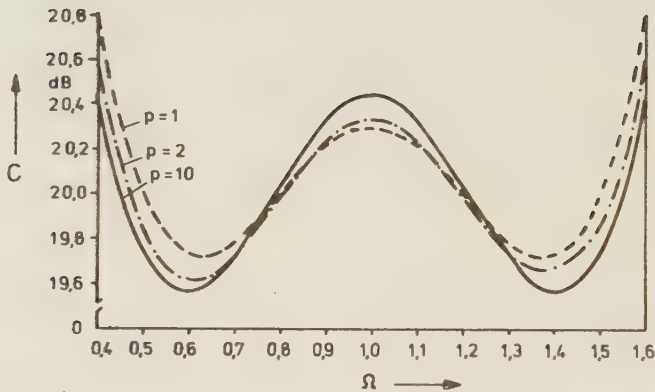


Bild 3.2.3: Verlauf der Koppeldämpfung $C(\Omega)$ für einen 3stufigen symmetrischen Koppler

START $Z_e(1) = 52 \Omega$, $Z_e(2) = 55 \Omega$

$p=1$ $Z_e(1) = 51.13 \Omega$, $Z_e(2) = 57.62 \Omega$, $N=98$

$p=2$ $Z_e(1) = 51.21 \Omega$, $Z_e(2) = 57.77 \Omega$, $N=31$

$p=10$ $Z_e(1) = 51.29 \Omega$, $Z_e(2) = 57.87 \Omega$, $N=23$

Rechenzeit ca. 15s

Beispiel 2: 2stufiger asymmetrischer Koppler

Die Optimierung dieses Falles entspricht der des Beispiels 1. Die erzielten Werte sind Bild 3.2.4 zu entnehmen; die Zahl der Funktionsaufrufe sowie die benötigte Rechenzeit sind vergleichbar mit den in Beispiel 1 angegebenen Werten. Zusätzlich sind in Bild 3.2.4 noch die von LEVY [1.5] berechneten Werte der Gleichtakt-Wellenwiderstände für einen "equal-ripple"-Koppler der gleichen Bandbreite als Vergleich angegeben.

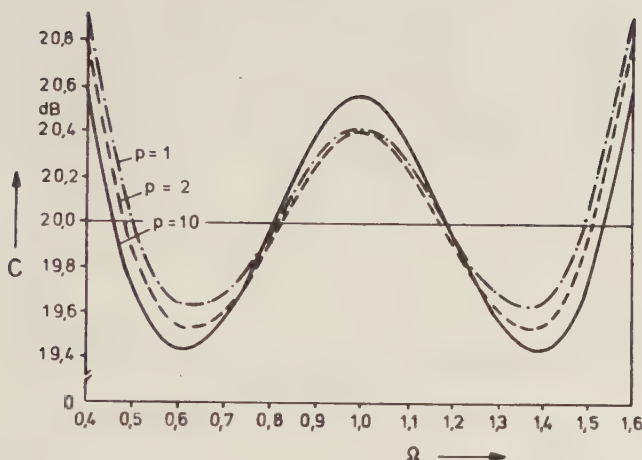


Bild 3.2.4: Verlauf der Koppeldämpfung $C(\Omega)$ für einen 2stufigen asymmetrischen Koppler

START $Z_e(1) = 52 \Omega$, $Z_e(2) = 55 \Omega$

$p=1$ $Z_e(1) = 52.05 \Omega$, $Z_e(2) = 57.28 \Omega$

$p=2$ $Z_e(1) = 52.29 \Omega$, $Z_e(2) = 57.46 \Omega$

$p=10$ $Z_e(1) = 52.31 \Omega$, $Z_e(2) = 57.47 \Omega$

nach LEVY [1.5] ("equal-ripple"-Koppler):

$Z_e(1) = 52.33 \Omega$, $Z_e(2) = 57.48 \Omega$

Beispiel 3: 15stufiger symmetrischer Koppler

Mit diesem Beispiel soll die Wirksamkeit der gewählten Methode für eine größere Anzahl von Variablen erprobt werden. Ziel der Optimierung ist die Synthese eines 20dB-Kopplers in einem Frequenzbereich $0.1 \leq \Omega \leq 1.9$. Da hier die Zahl der zu erwartenden Funktionsaufrufe groß ist und bei jedem Funktionsaufruf bei jeder vorgesehenen Probefrequenz eine vollständige Analyse des Kopplers vorgenommen wird, geht die Anzahl der Probefrequenzen annähernd proportional in die

benötigte Rechenzeit ein. Es ist deshalb zweckmäßig, bei einem viel-dimensionalen Problem die Zahl der Probefrequenzen klein ($n = 3 \dots 5$) zu halten und sodann eine erste Optimierung vorzunehmen, deren Ergebnis Startvektor eines neuen Suchlaufes mit einer größeren Anzahl von Probefrequenzen sein kann, sofern das erste Ergebnis den Anforderungen noch nicht genügt. In Bild 3.2.5 ist die prinzipielle Leiterstruktur des optimierten, symmetrischen Kopplers bei einer Realisierung in symmetrischer Streifenleitungstechnik zu erkennen.

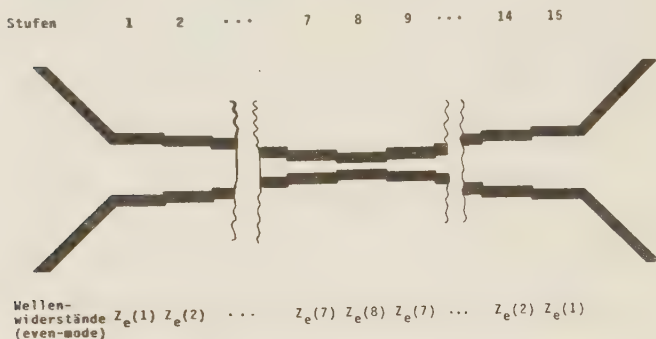


Bild 3.2.5: Prinzipielle Leiterstruktur des 15stufigen Kopplers bei einer Realisierung in Streifenleitungstechnik.

Bild 3.2.6 zeigt den Verlauf der Koppeldämpfung $C(\Omega)$ vor der Optimierung für den willkürlich angenommenen Startvektor sowie den Verlauf von $C(\Omega)$ nach der Optimierung mit den errechneten Werten der Wellenwiderstände für den Gleichtakt-Feldtyp. Die Zielfunktion entspricht Gl. (3.2.3) mit $p = 10$; die Rechenzeit bei der oben erwähnten schrittweisen Optimierung beträgt ca. 2 min.

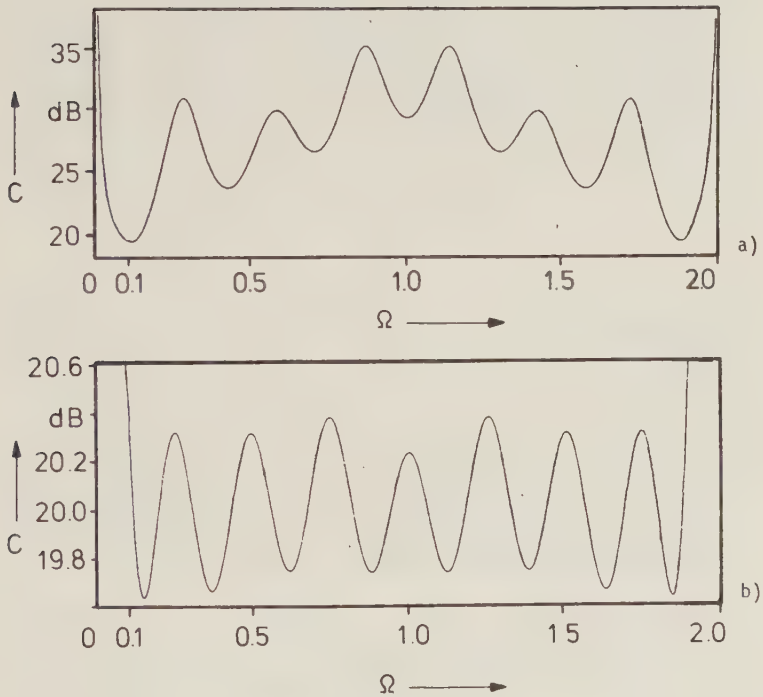


Bild 3.2.6: a) Koppeldämpfung eines 15stufigen symmetrischen Kopplers vor der Optimierung.

START: $\dot{Z}_e^T / \Omega = (50, 51, 52, 53, 54, 55, 57, 60, 57, 55, 54, 53, 52, 51, 50)$.

b) Koppeldämpfung eines 15stufigen symmetrischen Kopplers nach der Optimierung.

$\dot{Z}_e^T / \Omega = (50.28, 50.55, 50.92, 51.47, 52.245, 53.50, 55.76, 63.315, 55.76, 53.50, 52.245, 51.47, 50.92, 50.55, 50.28)$

3.3 Beispiele optimierter Mikrostreifenleitungs-Richtkoppler

Das oben geschilderte und erprobte Optimierverfahren wurde nun bei verschiedenen Mikrostreifenleitungs-Strukturen angewendet. Aus dem bereits Gesagten geht hervor, daß die Wahl einer potentiell günstigen Schaltung sowie die Wahl geeigneter Startwerte wesentlich sind für die Qualität des Endergebnisses.

Untersucht wurde das Richtkopplerverhalten verschiedener reiner Leitungsschaltungen und solcher, die zusätzlich mit konzentrierten Kapazitäten versehen waren. Zu den reinen Leitungskopplern, die nur für Teflonsubstrat untersucht wurden, ist zu erwähnen, daß das globale Minimum bei nicht realisierbaren Parameterwerten liegt. Die variablen Wellenwiderstände mußten somit Restriktionen unterworfen werden, die vergleichsweise schlechte Resultate zur Folge hatten. Ein weiterer Nachteil ist darin zu suchen, daß die berechneten Werte zu starken Inhomogenitäten an den Schnittstellen der einzelnen Leitungsstücke führten, die in dem der Optimierung zugrundeliegenden Ersatzschaltbild nicht berücksichtigt werden konnten. Bei den untersuchten 3stufigen Kopplern stellte sich überdies heraus, daß sich je nach gewähltem Startvektor weit gestreute Resultate ergeben.

Bei gekoppelten Mikrostreifenleitungen muß der Kapazitätsbelag für den Gegentakt-Feldtyp erhöht werden, um die Verhältnisse einer symmetrischen Streifenleitung, für die sehr gute Richtkoppler gebaut werden können, zu simulieren. Dies kann annähernd dadurch geschehen, daß die Leitungen mit sehr vielen, im wesentlichen auf den Gegentakt-Feldtyp wirkenden Kapazitäten beschaltet werden. Wie in Abschnitt 2.3.1 ist aus Gründen der Realisierbarkeit eine Beschränkung auf möglichst wenige Bauelemente, jedoch auf mindestens eine Kapazität pro homogenem Leitungsstück, zweckmäßig. Sofern nicht anders vermerkt, wird bei den hier gebrachten Beispielen vorausgesetzt, daß die Kapazitäten nicht auf den Gleichtakt-Feldtyp einwirken.

Richtkoppler in Mikrostreifenleitungstechnik kehren i.a. bei höheren Frequenzen ihre Koppelrichtung um, so daß es prinzipiell möglich ist, auch sog. "Vorwärtskoppler" zu bauen. Mehrere Optimierungsversuche zeigten jedoch ein unbefriedigendes Verhalten solcher Koppler bezüglich ihrer ausnutzbaren Bandbreite gegenüber den "Rückwärtskopplern"; es wird deshalb hier nicht näher auf sie eingegangen.

In drei Beispielen werden charakteristische Optimierungsversuche behandelt und ihre Ergebnisse dargestellt. Dabei werden zunächst Teilbereiche der Struktur optimiert und die restlichen Parameter willkürlich, aber sinnvoll, festgelegt. Die besten Ergebnisse werden erwartungsgemäß in Beispiel 3 erzielt, in dem sämtliche Parameter festgelegter Schaltungsstrukturen dem Optimierungsprozeß unterworfen werden. Zur einfachen Analyse der Schaltungen ist es zweckmäßig, für jedes Leitungstück einen Verkürzungsfaktor VKF, der die elektrische Leitungslänge für den Gegentakt-Feldtyp mitbestimmt, einzuführen, gemäß

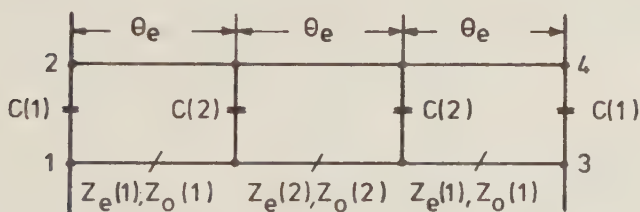
$$VKF(v) = \frac{v_{ev}}{v_{ov}} \quad .$$

Die konzentrierten Kapazitäten werden wieder normiert dargestellt nach Gl. (2.3.1).

Beispiel 1:

Fall a): Ausgangspunkt dieser Optimierung ist ein 3stufiger, symmetrischer Leitungsrichtkoppler mit einer Koppeldämpfung $C_{S011} = 20$ dB und Werten der Wellenwiderstände für die beiden Wellentypen, die für ein homogenes Dielektrikum bei der gewählten Bandbreite optimal sind.

Struktur:



gewählte Werte: $Z_e(1) = 51.25 \, \Omega$, $Z_o(1) = 48.78 \, \Omega$

$Z_e(2) = 57.81 \, \Omega$, $Z_o(2) = 43.25 \, \Omega$

$VKF(1) = 0.981$ } für Teflonsubstrat
 $VKF(2) = 0.946$ } (RT-duroid 5880)

$C_{S011} = 20$ dB

Variable: $C_n(1), C_n(2)$
opt. Bereich: $0.35 \leq \Omega \leq 1.4$
Ergebnisse: $C_n(1) = 0.0429, C_n(2) = 0.107$

Ω	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
R/dB	37.4	37.9	40.5	45.8	58.4	59.2	60.2	58.8	48.5	46.6	56.6	42.1	32.3
C/dB	20.67	19.43	19.03	19.18	19.64	20.12	20.38	20.30	19.97	19.63	19.61	20.27	22.14
D/dB	36.6	34.8	33.5	32.6	32.2	32.2	32.7	33.3	33.2	32.4	31.6	31.2	30.8

Optimiert wurde mit einer Zielfunktion mit je einem Term für die Koppel- und die Richtdämpfung. Man sieht, daß die Koppeldämpfung vom Sollwert stärker zu kleineren Dämpfungswerten hin abweicht, was den Schluß nahelegt, daß für die gewählten Wellenwiderstandswerte ein günstigeres Verhalten bei einem kleineren Sollwert der Koppeldämpfung auftritt.

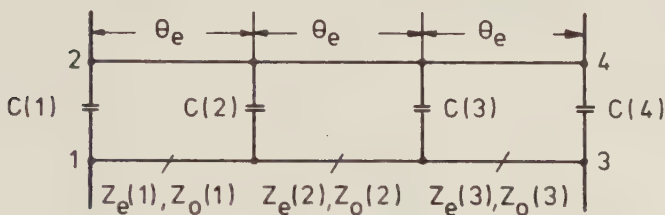
Fall b): Für die gleiche Struktur wie im Fall a) wurde hier eine Optimierung für einen Koppler auf Al_2O_3 -Substrat ausgeführt. Als zusätzliche Variable tritt hier der Sollwert der Koppeldämpfung auf.

Struktur: siehe Fall a)
gewählte Werte: $Z_e(1) = 51.25 \Omega, Z_o(1) = 48.78 \Omega$
 $Z_e(2) = 57.81 \Omega, Z_o(2) = 43.25 \Omega$
 $VKF(1) = 0.958$
 $VKF(2) = 0.909$ } für Al_2O_3 -Substrat
Variable: $C_n(1), C_n(2), C_{soll}$
opt. Bereich: $0.35 \leq \Omega \leq 1.4$
Ergebnisse: $C_n(1) = 0.086, C_n(2) = 0.196,$
 $C_{soll} = 19.44 \text{ dB}$

Ω	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
R/dB	32.0	32.7	35.5	41.7	61.0	48.6	50.8	52.3	40.9	37.8	41.0	43.2	28.6
C/dB	19.64	18.61	18.48	18.95	19.69	20.35	20.55	20.19	19.52	18.98	19.01	20.19	23.69
D/dB	29.6	27.2	25.4	24.0	23.1	22.7	23.0	23.8	24.4	24.4	24.2	24.8	27.8

Fall c): Ebenfalls für einen Koppler auf Al₂O₃-Substrat, der hier jedoch 3stufig asymmetrisch sein soll, wurde die Optimierung dieses Falles ausgeführt.

Struktur:



gewählte Werte: $Z_e(1) = 51.50$, $Z_o(1) = 48.55$

$Z_e(2) = 54.00$, $Z_o(2) = 46.30$

$Z_e(3) = 58.20$, $Z_o(3) = 42.95$

$VKF(1) = 0.958$

$VKF(2) = 0.9296$

$VKF(3) = 0.909$

Variable: $C_n(1)$, $C_n(2)$, $C_n(3)$, $C_n(4)$, C_{so11}

opt. Bereich: $0.3 \leq \Omega \leq 1.5$

Ergebnisse: $C_n(1) = 0.065$, $C_n(2) = 0.11$, $C_n(3) = 0.145$,
 $C_n(4) = 0.375$, $C_{so11} = 18.28$ dB

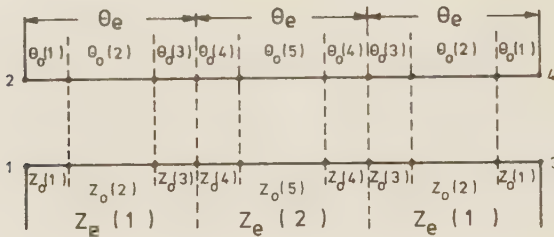
Ω	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
R/dB	30.7	31.0	30.9	28.9	26.7	25.6	25.4	25.1	23.9	22.2	21.1	21.0	21.4
C/dB	18.20	17.78	18.29	18.86	18.68	18.00	17.64	17.94	18.57	18.71	18.12	17.73	18.51
D/dB	30.6	29.9	29.9	30.2	28.9	27.1	26.4	27.0	28.4	26.85	24.4	24.3	25.4

Beispiel 2:

Mehrere Versuche, gutes Richtkopplerverhalten mit reinen Leitungsschaltungen zu realisieren, wurden durchgeführt. Ausgangspunkt für dieses Beispiel ist der Versuch, die auf den Gegentakt-Feldtyp ein-

wirkenden konzentrierten Kapazitäten des Beispiels 1, Fall a), durch eine geeignete Leitungsschaltung zu approximieren. Die 5 Variablen dieses Beispiels beeinflussen nur den Gegentakt-Feldtyp, während die Dimensionierung der Schaltung für den Gleichtaktfeldtyp der eines Kopplers im homogenen Dielektrikum entspricht. Die Werte $Z_0(1)$, $Z_0(3)$ und $Z_0(4)$ sind durch einen kleinsten realisierbaren Leiterabstand bedingt.

Struktur:



gewählte Werte: $Z_e(1) = 51.25 \, \Omega$, $Z_e(2) = 57.81 \, \Omega$
 $Z_0(1) = 31.7 \, \Omega$, $Z_0(3) = 31.7 \, \Omega$
 $Z_0(4) = 33.7 \, \Omega$
 $VKF(1) = VKF(3) = 0.935$, $VKF(4) = 0.9318$
 $C_{SO11} = 20 \, \text{dB}$
 $\theta_e(\Omega=1) = \pi/2$

Variable: $\theta_0(1)$, $\theta_0(3)$, $\theta_0(4)$, $Z_0(2)$, $Z_0(5)$

opt. Bereich: $0.3 \leq \Omega \leq 1.2$

Ergebnisse: $\theta_0(1) = 0.0818 \, \theta_e$
 $\theta_0(3) = 0.0645 \, \theta_e$
 $\theta_0(4) = 0.279 \, \theta_e$
 $Z_0(2) = 51 \, \Omega$, $Z_0(5) = 56 \, \Omega$

Ω	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3
R/dB	38.9	38.3	41.0	50.1	49.5	42.6	42.5	49.7	49.2	41.6	44.6	40.0
C/dB	23.27	20.81	19.75	19.55	19.87	20.38	20.70	20.59	20.10	19.58	19.53	20.62
D/dB	28.5	26.2	24.4	22.9	21.9	21.3	21.5	22.5	24.4	26.8	31.5	33.9

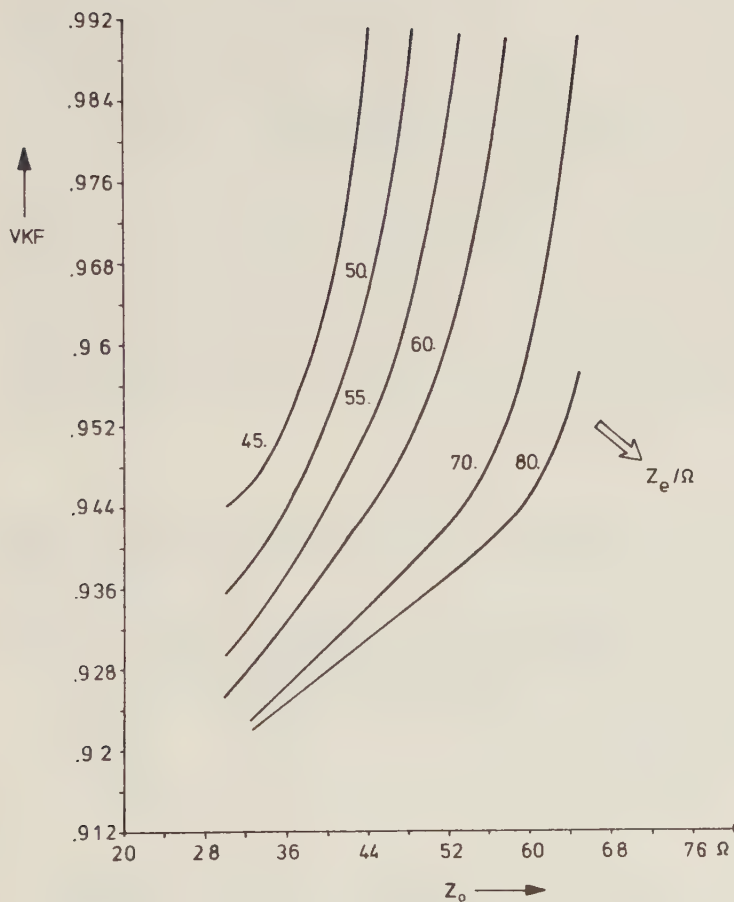


Bild 3.2.7: Verkürzungsfaktor $VKF = \frac{v_e(Z_e, Z_0)}{v_0(Z_e, Z_0)}$

für verkoppelte symmetrische Mikrostreifen-
leitungen ($\epsilon_r = 2.23$)

Beispiel 3:

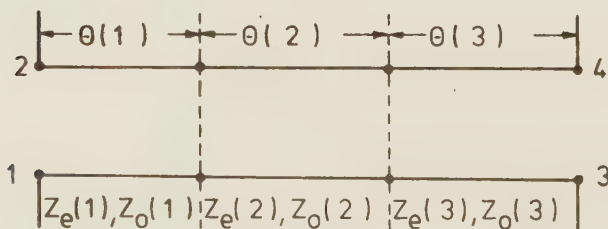
Die in diesem Beispiel behandelten Fälle unterscheiden sich von den vorausgegangenen in einem wesentlichen Punkt. Während nämlich bisher nur Teilmengen von Schaltungsparametern optimiert wurden, der Rest der Parameter zwar sinnvoll, aber doch willkürlich festgelegt wurde, werden in diesem Beispiel sämtliche Parameter einer bestimmten Struktur optimiert. Das bedeutet bei gekoppelten Leitungen insbesondere, daß neben den beiden Wellenwiderständen, mit denen bei einem bestimmten Substrat die Geometrie der Leitungen festliegt, das Verhältnis der jeweiligen Phasengeschwindigkeiten ermittelt werden muß. Da es unzweckmäßig ist, in ein schaltungstechnisches Optimierprogramm die zeitraubende feldtheoretische Berechnung der Phasengeschwindigkeiten gekoppelter Mikrostreifenleitungen einzubauen, wurde eine einfache Funktion

$$VKF(Z_e, Z_0) = \frac{v_e(Z_e, Z_0)}{v_0(Z_e, Z_0)}$$

gebildet und in das Optimierprogramm eingebaut, die dieses Verhältnis genügend genau beschreibt (Bild 3.2.7). Die aufgezeigten Fälle beziehen sich wieder auf Teflon (RT-duroid 5880) als Substratmaterial; Fall a) behandelt nochmals einen reinen Leitungskoppler, während bei den restlichen Fällen wiederum konzentrierte Kapazitäten eingesetzt wurden.

Fall a): Optimierung eines 3stufigen asymmetrischen Kopplers mit $C_{so11} = 20 \text{ dB}$.

Struktur:



Variable: $Z_e(1), Z_o(1), Z_e(2), Z_o(2), Z_e(3), Z_o(3),$
 $\Theta_e(1), \Theta_e(2), \Theta_e(3)$

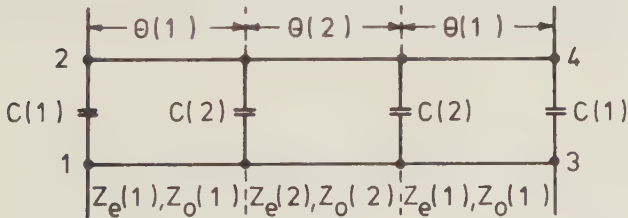
opt. Bereich: $0.65 \leq \Omega \leq 1.35$

Ergebnisse: $Z_e(1) = 53.16 \, \Omega, Z_o(1) = 30.0 \, \Omega,$
 $Z_e(2) = 54.06 \, \Omega, Z_o(2) = 51.0 \, \Omega,$
 $Z_e(3) = 60.78 \, \Omega, Z_o(3) = 30.12 \, \Omega,$
 $\Theta_e(1) = 0.10 \, \pi/2$
 $\Theta_e(2) = 0.53 \, \pi/2$
 $\Theta_e(3) = 0.20 \, \pi/2$ } für $\Omega = 1$

Ω	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8
R/dB	36.6	36.2	36.3	36.9	37.7	37.8	36.2	33.4	30.4	27.8	25.5	23.5	21.7	20.2
C/dB	22.16	21.03	20.25	19.74	19.47	19.42	19.57	19.88	20.32	20.75	20.99	20.81	20.09	18.95
0/dB	34.3	33.1	32.2	31.7	31.7	32.3	34.0	38.5	54.1	33.0	25.9	21.6	18.9	17.2

Fall b): Optimierung eines 3stufigen symmetrischen Kopplers mit 4 konzentrierten Kapazitäten ($C_{S011} = 20 \, \text{dB}$).

Struktur:



Variable: $Z_e(1), Z_o(1), \Theta_e(1)$
 $Z_e(2), Z_o(2), \Theta_e(2)$
 $C_n(1), C_n(2)$

opt. Bereich: $0.35 \leq \Omega \leq 1.4$

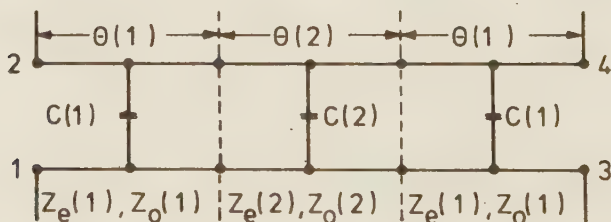
Ergebnisse: $Z_e(1) = 51.06 \, \Omega$, $Z_o(1) = 48.78 \, \Omega$,
 $Z_e(2) = 57.06 \, \Omega$, $Z_o(2) = 43.25 \, \Omega$,
 $\Theta_e(1) = 1.044 \, \pi/2$ } für $\Omega = 1$
 $\Theta_e(2) = 0.9875 \, \pi/2$ }
 $C_n(1) = 0.0360$, $C_n(2) = 0.1026$

Ω	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
R/dB	35.6	35.6	37.0	39.6	43.1	45.9	45.6	43.1	41.0	41.2	47.2	44.5	32.8
C/dB	21.19	19.94	19.53	19.63	20.00	20.36	20.47	20.27	19.89	19.58	19.65	20.44	22.50
D/dB	35.6	35.0	34.4	34.2	34.4	35.1	36.0	36.3	35.5	34.5	34.0	34.1	32.6

Man erkennt, daß hierbei die Ergebnisse, besonders was den Verlauf der Koppeldämpfung anlangt, besser sind als in dem vergleichbaren Fall a) des Beispiels 1.

Fall c): Eine Reduzierung der Zahl der Kapazitäten kann, allerdings bei einer Verschlechterung der Schaltungseigenschaften, z.B. so durchgeführt werden, daß sich das konzentrierte Element jeweils in der Mitte eines homogenen Leitungsstückes befindet. Die relativ große Schwankung der Koppeldämpfung dieses Falles beruht allerdings auch auf der starken Gewichtung der Richtdämpfung dieses 20dB-Kopplers.

Struktur:



Variable: $Z_e(1)$, $Z_o(1)$, $Z_e(2)$, $Z_o(2)$,
 $\Theta_e(1)$, $\Theta_e(2)$,
 $C_n(1)$, $C_n(2)$

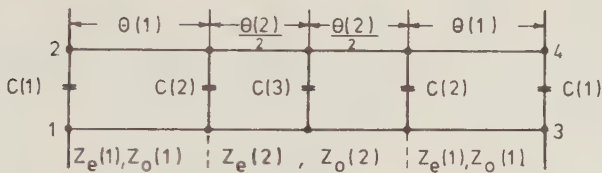
opt. Bereich: $0.4 \leq \Omega \leq 1.6$

Ergebnisse: $Z_e(1) = 52.5 \, \Omega$, $Z_o(1) = 50.0 \, \Omega$,
 $Z_e(2) = 60.5 \, \Omega$, $Z_o(2) = 41.0 \, \Omega$,
 $\theta_e(1) = 0.8625 \, \pi/2$ } für $\Omega = 1$
 $\theta_e(2) = 0.500 \, \pi/2$ }
 $C_n(1) = 0.068$, $C_n(2) = 0.0475$

Ω	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6
R/dB	47.7	49.5	58.3	53.4	44.0	39.3	36.5	34.8	34.0	34.1	35.0	37.1	40.8	48.0
C/dB	22.94	21.07	19.92	19.30	19.07	19.14	19.44	19.88	20.35	20.73	20.87	20.70	20.18	19.36
D/dB	46.4	44.0	41.9	39.9	38.1	36.6	35.3	34.4	33.9	34.1	35.0	37.1	40.6	42.3

Fall d): Ebenfalls einem Vergleich mit Fall b) dient eine Schaltung, die in der Mitte zusätzlich mit einer Kapazität beschwert wurde. Damit lassen sich bei fast gleichem Verlauf der Koppeldämpfung zusätzliche Verbesserungen der Richtdämpfung erreichen.

Struktur:



Variable: $Z_e(1)$, $Z_o(1)$, $Z_e(2)$, $Z_o(2)$,
 $\theta_e(1)$, $\theta_e(2)$, $C_n(1)$, $C_n(2)$, $C_n(3)$

opt. Bereich: $0.4 \leq \Omega \leq 1.6$

Ergebnisse: $Z_e(1) = 51.5 \, \Omega$, $Z_o(1) = 49.5 \, \Omega$,
 $Z_e(2) = 57.94 \, \Omega$, $Z_o(2) = 44.0 \, \Omega$,
 $\theta_e(1) = 0.831 \, \pi/2$ } für $\Omega = 1$
 $\theta_e(2) = 0.944 \, \pi/2$ }
 $C_n(1) = 0.0444$, $C_n(2) = 0.065$,
 $C_n(3) = 0.0175$

Ω	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7
R/dB	54.9	64.1	58.4	50.3	47.5	48.0	54.9	52.7	42.2	37.4	35.0	34.3	35.8	41.9	44.6
C/dB	21.91	20.38	19.64	19.44	19.59	19.92	20.25	20.42	20.34	20.05	19.68	19.44	19.54	20.21	21.83
D/dB	50.4	48.8	47.9	47.6	47.4	46.0	43.2	40.1	37.6	35.8	34.6	34.2	34.7	36.6	40.5

4. Experimentelle Untersuchungen an Mikrostreifenleitungs-Richtkopplern.

4.0 Allgemeines

Verschiedene Richtkoppler in Mikrostreifenleitungstechnik, von denen einige typische Exemplare in Abschnitt 4.1 detailliert behandelt werden, wurden realisiert und ihre Eigenschaften meßtechnisch ermittelt. Als Substratmaterial wurden vorwiegend RT-duroid 5880 (Rogers Corporation, USA), ein glasfaserverstärktes Teflonmaterial mit einer relativen Dielektrizitätszahl $\epsilon_r \approx 2.23$, sowie in wenigen Fällen Al_2O_3 -Substrat verwendet. Das RT-duroid-Substrat hatte eine Dicke von $h = 0,5$ mm bei einer Leiterschichtdicke von $t = 17$ μm , beim Keramik-Substrat war $h = 0,635$ mm und $t \approx 5$ μm ; die Substrate hatten je nach Bedarf die Formate 1 inch x 1 inch und 2 inches x 2 inches.

Für die Realisierung von Schaltungen aus gekoppelten Leitungen ist es nötig, die Leitergeometrie als Funktion der elektrischen Größen ermitteln zu können, also den Zusammenhang $w/h = f(Z_e, Z_0)$ und $s/h = f(Z_e, Z_0)$ zu kennen. Ebenso wichtig ist der Verlauf der bezogenen Phasengeschwindigkeiten in Abhängigkeit der Geometrie, also $v_e/c_0 = f(w/h, s/h)$ und $v_0/c_0 = f(w/h, s/h)$. Diese Zusammenhänge lassen sich für gängige Al_2O_3 -Substrate in Form von Diagrammen oder Tabellen (z.B. [4.1]) der Literatur entnehmen. Für RT-duroid 5880 können mit Hilfe der Diagramme Bild 4.0.1 und Bild 4.0.2, die auf der Theorie von SMITH [2.14] basieren, Schaltungsentwürfe vorgenommen werden.

Die Messungen wurden, wie üblich, mit koaxialen Meßsystemen ausgeführt, und zwar bevorzugt mit dem "precision reflectometer set, model 80" der Firma Wiltron, sowie mit dem "hp network analyzer, Model 8410S". Alle Meßergebnisse werden bezüglich der koaxialen Anschlußebene der Übergänge Mikrostreifenleitung - Koaxialleitung (APC7-Anschluß) angegeben. Daß diese Meßergebnisse, besonders was die Werte für die Richt- und Reflexionsdämpfung angeht, nur bedingt auf einen Richtkoppler ohne Übergänge anwendbar sind, wird anschließend noch gezeigt werden.

Für die Interpretation der Meßkurven und die Erklärung ihrer Abweichungen von den errechneten Werten ist es nützlich, sich zunächst einige allgemeine Gedanken über die Problematik von Messungen an Schaltungen

in Mikrostreifenleitungstechnik zu machen. Abgesehen von den Meßgenauigkeiten der oben erwähnten, verwendeten Meßsysteme sind noch folgende Faktoren zu berücksichtigen:

1. Die Schaltung hat nicht die angestrebten elektrischen Werte (Wellenwiderstände, Phasengeschwindigkeiten). Hierfür kann eine Reihe von Unzulänglichkeiten beitragen:
 - a) Die bei der Berechnung der Leitungsparameter zugrunde gelegte Theorie hat Mängel. Tatsächlich treten bei den verschiedenen Rechenverfahren Unterschiede auf, die in der Größenordnung von Prozenten liegen. Hier spielen natürlich auch die Diskrepanzen zwischen der Wirklichkeit und dem verwendeten, vereinfachenden Rechenmodell eine Rolle. So wird fast durchweg vom Modell unendlich dünn, unendlich gut leitender Leiter auf verlustfreiem Substrat ausgegangen.
 - b) Mit Herstellungstoleranzen, die in technischen Unzulänglichkeiten der einzelnen Prozeßschritte begründet sind, muß gerechnet werden.
2. Durch die Wellentypwandlung der Obergänge werden an diesen unerwünschte, abstrahlende Feldtypen angeregt, die die Messung hoher Dämpfungen schwierig gestalten. Als nützlich hat es sich hier erwiesen, in genügend weitem Abstand von der Substratoberfläche ein absorbierendes Material anzubringen.
3. Wie bereits erwähnt, wird die Mikrostreifenleitungsschaltung in der "Verpackung" der Koaxial-/Mikrostreifenleitungsübergänge meßtechnisch erfaßt. Nun können zwar die Meßergebnisse rechnerisch vom Einfluß dieser Obergänge befreit werden, jedoch ist dabei zu berücksichtigen, daß verschiedene Obergänge gleicher Bauart unterschiedliches elektrisches Verhalten aufweisen, das sich bei häufigem Gebrauch außerdem noch ändern kann. Wie stark sich endliche Eigenreflexionsfaktoren ρ_{ij} der erwähnten Obergänge z.B. bei der Messung der Isolationsdämpfung eines Richtkopplers und damit bei der Bestimmung seiner Richtdämpfung auswirken können, zeigt folgende überschlägige Betrachtung. Nimmt man an, daß bei der Messung der Isolationsdämpfung lediglich die an den beiden abzusumpfenden Toren angebrachten Obergänge durch ihre Reflexionen Meßfehler hervorrufen,

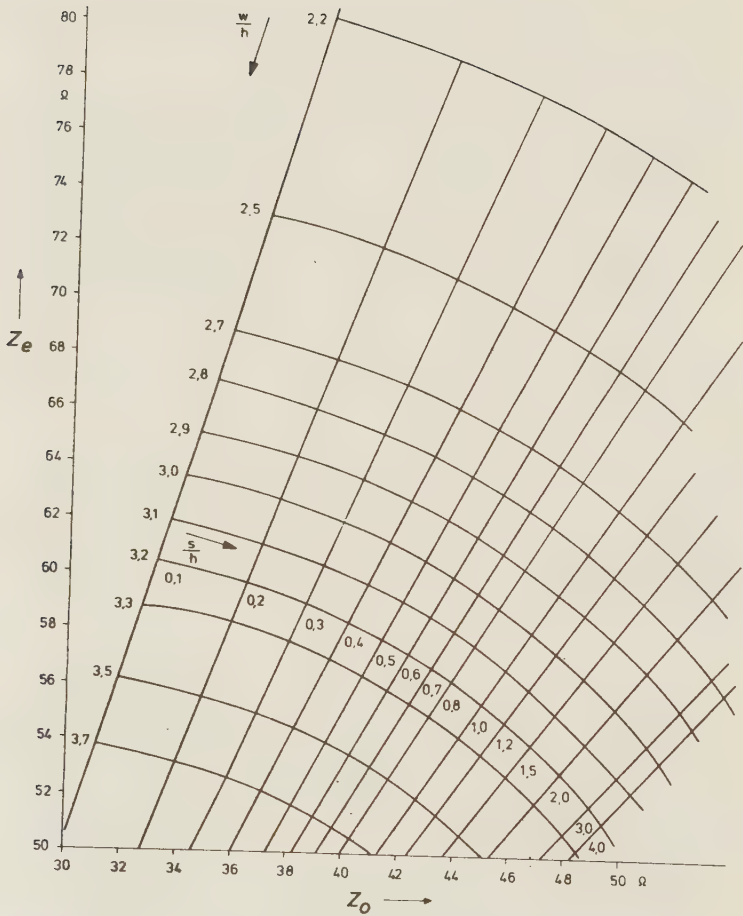


Bild 4.0.1: Leiterbreite w/h , Leiterabstand s/h als Funktion der Wellenwiderstände Z_e und Z_0 für RT-duroid 5880.

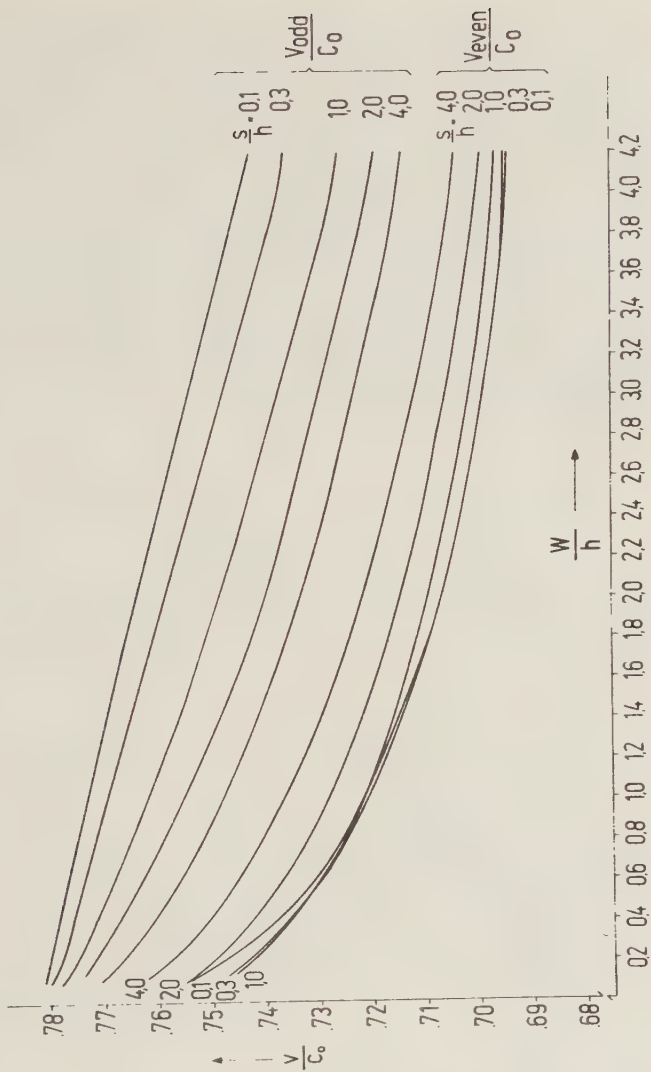


Bild 4.0.2: Phasengeschwindigkeiten $v_e/c_0 = f(w/h, s/h)$ und $v_o/c_0 = f(w/h, s/h)$ für RT-duroid 5880.

so läßt sich für große Koppeldämpfungen bei variabler Phasenlage aller sich überlagernden Wellen näherungsweise die Kurvenschar des Bildes 4.0.3 berechnen. Zur einfacheren Berechnung dieser Kurven wurde die Vereinbarung getroffen, daß der Betrag des Eigenreflexionsfaktors $|\rho_{ii}| \ll 1$ sein soll; außerdem wurde der Betrag des Transmissionskoeffizienten approximiert zu $|\tau| = 1$. Dabei lassen sich für einen "wahren" Wert der Richtdämpfung D_W (ideale Absumpfen $\rho_{ii} = 0$) je nach Phasenlage der an Tor 4 abfließenden Wellen, abhängig vom endlichen Reflexionsfaktorbetrag $|\rho_{ii}|$, der zur übersichtlicheren Darstellung für die Tore 2 und 3 gleich angenommen wurde, ein minimaler Wert der Richtdämpfung D_{Mmin} und ein maximaler Wert D_{Mmax} bestimmen.

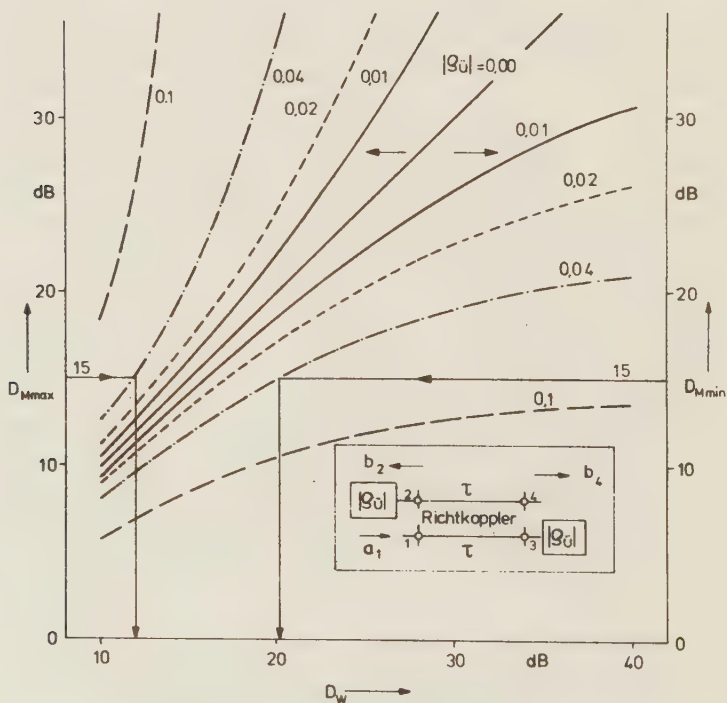


Bild 4.0.3: Meßunsicherheit der Richtdämpfung eines Richtkoppelers in Abhängigkeit vom Reflexionsfaktorbetrag $|\rho_{ii}|$.
 $(D_W = 20 \log |b_2/b_4|_{\rho_{ii}=0}$; $D_M = 20 \log |b_2/b_4|_{\rho_{ii} \neq 0}$)

Umgekehrt kann für einen bestimmten Meßwert D_M bei festgelegtem Reflexionsfaktorbetrag $|\rho_{ij}|$ der Wertebereich möglicher "wahrer" Richtdämpfung D_W ermittelt werden. Ist die Mikrostreifenleitung gut dimensioniert und hat man hochwertige Wellentypwandler zur Verfügung, so kann man für Frequenzen von $f \leq 5$ GHz mit Reflexionsfaktorbeträgen von etwa $|\rho_{ij}| \leq 0.04$ rechnen. Ergibt sich nun aus der Messung beispielsweise eine Richtdämpfung $D_M = 15$ dB, so kann für diesen speziellen Reflexionsfaktorbetrag der wahre Wert der Richtdämpfung D_W des Kopplers im Bereich $12 \text{ dB} \leq D_W \leq 20 \text{ dB}$ liegen (siehe Bild 4.0.3). Ähnliche Überlegungen führen bei den Reflexionsdämpfungen von Kopplern hoher Koppeldämpfung ebenfalls zu den Kurven des Bildes 4.0.3, wobei anstelle von D_M bzw. D_W lediglich R_M bzw. R_W (gemessene, bzw. "wahre" Reflexionsdämpfung) zu setzen ist.

4.1 Einige Beispiele realisierter Koppler

Beispiel 1:

Um zu zeigen, daß die in Abschnitt 2.3 hergeleiteten, handlichen Dimensionierungsvorschriften zu brauchbaren praktischen Ergebnissen und zu einer wesentlichen Verbesserung des Richtverhaltens 1stufiger Koppler führt, wurden gemäß Abschnitt 2.3.1 die dort aufgeführten Beispiele realisiert und ihre Eigenschaften meßtechnisch erfaßt.

Es handelt sich hierbei um Koppler auf RT-duroid-Substrat, die für eine Koppeldämpfung $C_{\min} = 20$ dB bei einer Frequenz $f = 4$ GHz ausgelegt sind. Die in planarer Technik ausgeführten interdigitalen Kondensatoren wurden nach Bild 2.3.11 dimensioniert; die Kapazitäten C_e , die den Gleichtakt-Feldtyp beeinflussen, wurden vernachlässigt. Entsprechend der Theorie zeigt auch das Experiment (Bild 4.1.1), daß Koppler nach "Struktur 2" i.a. ein günstigeres Verhalten zeigen, da bei ihnen der Frequenzbereich hoher Richtdämpfungswerte mit dem geringer Koppeldämpfung übereinstimmt.

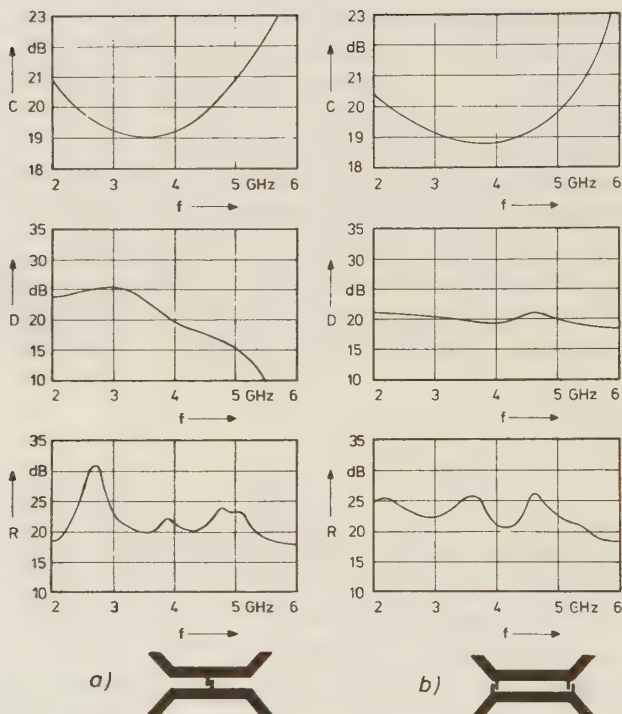


Bild 4.1.1: Meßwerte der Koppeldämpfung C, der Richtdämpfung D und der Reflexionsdämpfung R für

- a) Richtkoppler nach "Struktur 1" (s.Abschn. 2.3.1)
- b) Richtkoppler nach "Struktur 2" (s.Abschn. 2.3.1)

Beispiel 2:

Die Struktur dieses auf Al₂O₃-Substrat realisierten 1stufigen Richtkopplers (Bild 4.1.2) entspricht der des Bildes 4.1.1b). Die Dimensionsierung wurde hier jedoch mittels des in Kapitel 3 behandelten Optimierungsprogramms durchgeführt, und zwar wurden die Wellenwiderstände Z_e , Z_0 , die Länge l der verkoppelten Leitungen sowie die auf den

Gegentakt-Feldtyp einwirkenden Kapazitäten C_0 als Variablen in die Zielfunktion eingebaut. Der wesentliche Unterschied dieser relativ komplizierten Dimensionierungsmethode zu der in Abschnitt 2.3 behandelten liegt darin, daß bei der berechneten Richtdämpfung die Polstelle verschwindet, die Werte bei höheren Frequenzen jedoch besser sind.

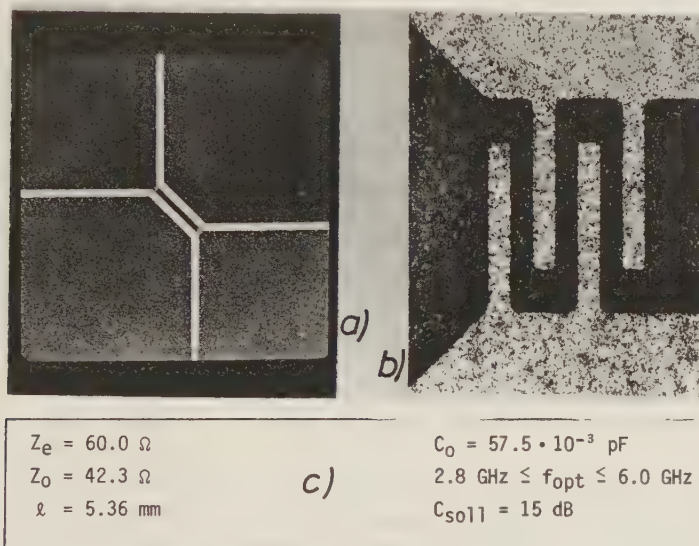


Bild 4.1.2: 1stufiger Richtkoppler auf Al_2O_3 -Substrat

- a) Gesamtbild
- b) Detailbild eines interdigitalen Kondensators
- c) Wertetabelle

Die Dimensionierung der interdigitalen Kondensatoren erfolgte nach dem Diagramm des Bildes 2.3.10; die den Gleichtaktfeldtyp beeinflussenden Kapazitäten C_e wurden bei der Optimierung berücksichtigt.

Die berechneten und gemessenen Koppel-, Richt- und Reflexionsdämpfungen sind Bild 4.1.3 zu entnehmen.

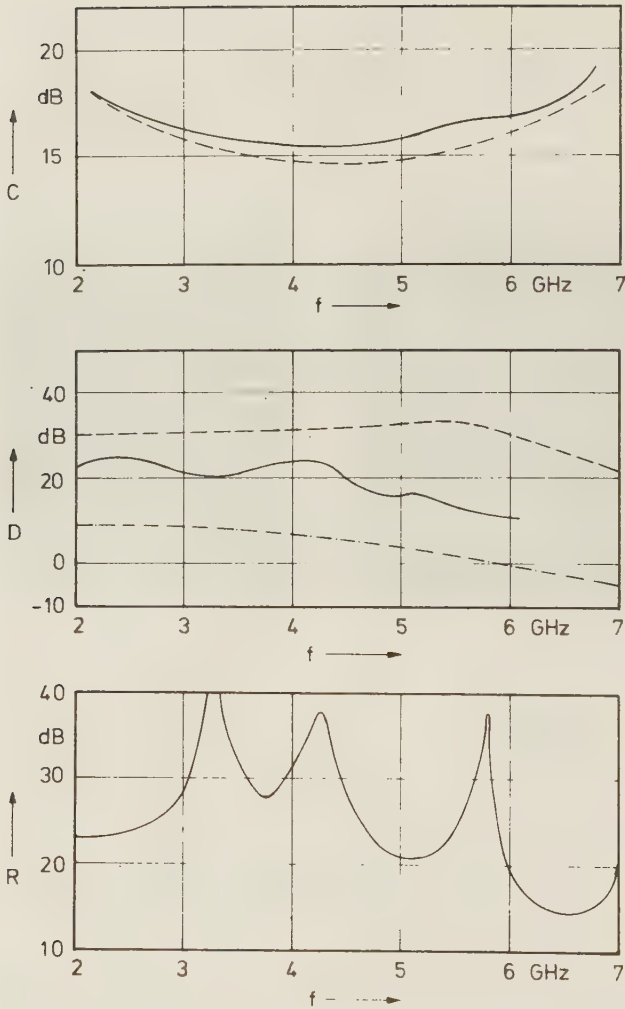


Bild 4.1.3: Berechnete und gemessene Werte der Koppeldämpfung C , der Richtdämpfung D und der Reflexionsdämpfung R in Abhängigkeit der Frequenz für einen Richtkoppler nach Bild 4.1.2.

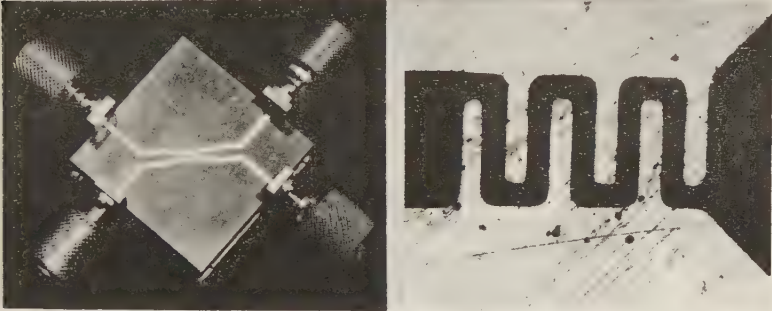
----- : Rechenwerte

———— : Meßwerte

- · - · - : Richtdämpfung ohne Kondensatoren

Beispiel 3:

Dieses Beispiel behandelt einen 5stufigen, symmetrischen Richtkoppler mit einem Sollwert der Koppeldämpfung von $C = 20$ dB auf RT-duroid-Substrat. Die Dimensionierung erfolgte wiederum mit Hilfe des in Kapitel 3 behandelten Optimierungsprogramms; die Struktur des Kopplers sowie seine elektrischen Werte sind Bild 4.1.4 zu entnehmen.



a)

b)

Zone	I	II	III
Z_e/Ω	51.2	54.4	58.6
Z_o/Ω	49.6	50.0	43.1
λ/mm	8.02	4.48	5.11
$C_o/\text{pF} \cdot 10^{-3}$	---	16.5	25.0

c)

Bild 4.1.4: 5stufiger Richtkoppler auf Teflonsubstrat

- a) Gesamtansicht
- b) Detailbild eines interdigitalen Kondensators
- c) Wertetabelle

Wegen des geringen Einflusses der an den äußeren Enden der verkoppelten Leitungen angebrachten Kondensatoren und des dort ungünstigen Verhältnisses C_e/C_o wurden diese Kapazitäten weggelassen.

Bild 4.1.5 zeigt das berechnete und gemessene elektrische Verhalten dieses Kopplers.

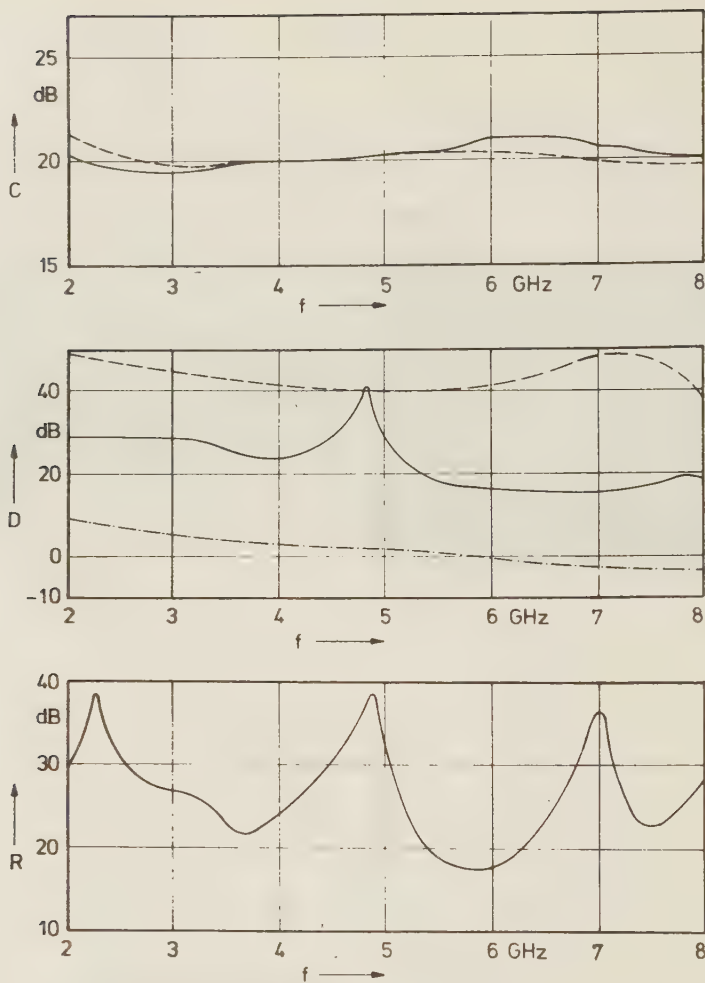


Bild 4.1.5: Berechnete und gemessene Werte der Koppeldämpfung C, der Richtdämpfung D und der Reflexionsdämpfung R in Abhängigkeit der Frequenz für einen Richtkoppler nach Bild 4.1.4

- - - - - : Rechenwerte
- : Meßwerte
- · - · - : Richtdämpfung ohne Kondensatoren

5. Zusammenfassung

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt auf der Darstellung wichtiger Eigenschaften von Leitungsrichtkopplern sowie auf dem Entwurf, der Berechnung und Realisierung neuartiger Richtkoppler in Mikrostreifenleitungstechnik. Eine wesentliche Voraussetzung dieser Untersuchungen ist die Annahme quellen- und wirbelfreier Felder im Querschnitt der Leitungen, die sich dann durch ihre Induktivitäts- und Kapazitätsmatrizen beschreiben lassen. Diese Annahme ist bei Strukturen in Mikrostreifenleitungstechnik nur näherungsweise erfüllt.

Zur einheitlichen Behandlung verschiedener Ausführungsformen von Leitungsrichtkopplern wird zunächst die Streumatrix längshomogener, verlustfreier Mehrdrahtleitungen abgeleitet; anschließend werden einige bekannte Richtkopplerformen, wie die von DALLEY [1.17] und CRISTAL [1.18] nach diesem Konzept untersucht und ihr Richtkopplerverhalten nachgewiesen.

Ein in der Praxis häufig verwendeter Koppler ist der einstufige, im Querschnitt symmetrische, $\lambda/4$ -lange Leitungskoppler. Für ihn wird, bei Ausnutzung seiner Doppelsymmetrie und der Anwendung des BARTLETTschen Symmetrietheorems sowie des Streumatrix-Konzepts, nach einer übersichtlichen Analyse gezeigt, daß der Einbau konzentrierter Blindelemente eine wesentliche Verbesserung der bekanntlich schlechten Richtdämpfungswerte solcher Koppler in Mikrostreifenleitungstechnik bewirken kann. Für die Herstellung von Richtkopplern auf glasfaserverstärktem Teflon als Substratmaterial, die mit Kondensatoren beschaaltet sind, werden Dimensionierungskurven angegeben. Für die benötigten Kondensatoren, die in planarer Mikrostreifenleitungstechnik realisiert werden sollen, ist eine interdigitale Bauweise zweckmäßig. Für solche Kondensatoren mit einer Leiterbreite und einem Leiterabstand von 50 μm werden für verschiedene Konfigurationen die Kapazitätswerte nach einem Resonatorverfahren experimentell ermittelt.

In einem weiteren Abschnitt werden die unter den getroffenen Voraussetzungen definierbaren Leiterspannungen und Leiterströme verkoppelter Leiter bei verschiedenen Kopplern berechnet und der Verlauf der komplexen Zeiger längs der Koppelzone dargestellt. Einige Aussagen über die mit den Leiterspannungen und -strömen verknüpfbaren Leistungen schließen sich an.

Für Richtkoppler in Mikrostreifenleitungstechnik, die zur Erzielung einer größeren Bandbreite mehrstufig ausgeführt und die zur Erreichung einer hohen Richtdämpfung mit mehreren Kondensatoren beschaltet sind, läßt sich ein analytischer Ausdruck zur Berechnung der Leitungsparameter sowie der Kapazitätswerte nicht mehr angeben. Hierfür wird ein rechnergestütztes Optimierverfahren angewendet und zunächst an einigen bekannten Kopplerstrukturen mit im Querschnitt homogenem Dielektrikum erprobt. Für die optimierten Wellenwiderstände von 2stufigen und 3stufigen Kopplern ergeben sich dabei Abweichungen von den analytisch berechneten optimalen Werten, die die Grenze des technologisch Reproduzierbaren unterschreiten. Anschließend wird die rechnergestützte Optimierung auf die vorgeschlagenen Strukturen in Mikrostreifenleitungstechnik angewendet. Die Bildung einer die Koppel- und die Richtdämpfung einschließenden Zielfunktion ist hierfür zweckmäßig; sie wird in einem willkürlich festgelegten, meist etwa zwei Oktaven umfassenden, Frequenzbereich minimisiert. Bei den mit Kondensatoren beschalteten Leitungsstrukturen ergibt sich gegenüber den unbeschalteten eine rechnerische Verbesserung der Richtdämpfungswerte im betrachteten Frequenzbereich von etwa 20 dB und mehr bei relativ geringen Schwankungen der Koppeldämpfung.

Nach einer kurzen Diskussion möglicher auftauchender Herstellungs- und Meßfehler, wobei dem Einfluß reflexionsbehafteter Übergänge auf die Meßergebnisse besondere Aufmerksamkeit geschenkt wird, folgen die Ergebnisse für einige realisierte Richtkoppler. So konnten z.B. für 1stufige Koppler auf Teflon- und Al_2O_3 -Substrat Verbesserungen der Richtdämpfung um mindestens 10 dB gegenüber den nicht kompensierten Strukturen erzielt werden. Bei einem 5stufigen symmetrischen Koppler auf Teflonsubstrat wurden in einem Frequenzbereich von mehr als zwei Oktaven Werte der Koppeldämpfung von $C = 20.2 \text{ dB} \pm 0.6 \text{ dB}$ bei Richtdämpfungswerten $D > 15 \text{ dB}$ gemessen.

6. Literaturverzeichnis

- |1.1 | W.L. FIRESTONE: Analysis of transmission line directional couplers, Proceedings of the IRE, Vol. 42, 1954, 1529-1538.
- |1.2 | B.M. OLIVER: Directional electromagnetic couplers, Proceedings of the IRE, Vol. 42, 1954, 1686-1692
- |1.3 | H. WOLF: Gekoppelte Hochfrequenzleitungen als Richtkoppler, Dissertation an der RWTH Aachen, Dezember 1955.
- |1.4 | E.M.T. JONES, J.T. BOLLJAHN: Coupled strip transmission line filters and directional couplers, IRE Trans. Microwave Theory & Techn. 4, 1956, 75-81.
- |1.5 | R. LEVY: General synthesis of asymmetric multi-element coupled-transmission-line directional couplers, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn. 11, 1963, 226-237.
- |1.6 | P.P. TOULIOS, A.C. TODD: Synthesis of symmetrical TEM-mode directional couplers, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn. 5, 1965, 536-544
- |1.7 | E.G. CRISTAL, L. YOUNG: Theory and tables of optimum symmetrical TEM-mode coupled-transmission-line directional couplers, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn. 5, 1965, 544-558.
- |1.8 | F. ARNDT, M. HOFFMANN: Äqui-Extremwert-Polynome und Synthese von 90°-Kopplern, AEO, Bd. 26, H. 3, März 1972, S. 105.
- |1.9 | G.K. GRONEBERGER, H.H. MEINKE: Experimenteller und theoretischer Nachweis der Längsfeldstärken in der Grundwelle der Mikrowellen-Streifenleitung, NTZ, H. 7, 1971, S. 364-368.
- |1.10| P. TROUGHTON: Measurement techniques in microstrip, Electronic Letters, 23rd Jan. 1969, Vol. 5, No. 2, 25-26.
- |1.11| H.A. WHEELER: Transmission-line properties of parallel wide strips by a conformal-mapping approximation, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-12, 1964, May, 280-289.
- |1.12| J.W. GOULD, E.C. TALBOYS: Even- and odd-mode guide wave-lengths of coupled lines in microstrip, Electronic Letters, March 1972, Vol. 8, No. 5, 121-122.

- [1.13] G. KOWALSKI, R. PREGLA: Dispersion characteristics of single and coupled microstrip, AEO, Bd. 26, 1972, H. 6, 276-280.
- [1.14] I. WOLFF: Messung der effektiven Dielektrizitätszahlen des geraden und des ungeraden Wellentyps auf verkoppelten Leitungen, NTZ 27, 1974, H. 1, S. 30-34.
- [1.15] H.E. BRENNER: Perturbations of the critical parameters of quarter-wave-directional couplers, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., 1967, June, 384-385.
- [1.16] M.K. KRAGE, G.I. HADDAD: Characteristics of coupled microstrip transmission lines I, II, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-18, No. 4, April 1970, 217-228.
- [1.17] J.E. DALLEY: A strip-line directional coupler utilizing a non-homogeneous dielectric medium, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-17, No. 9, Sept. 1969, 706-712.
- [1.18] E.G. CRISTAL: Coupled-transmission-line directional couplers with coupled lines of unequal characteristic impedances, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-14, No. 7, July 1966, 337-346.
- [1.19] H. GUCKEL, Y.Y. SUN: Uniform multimode transmission lines, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., June 1972, 412-413.
- [1.20] R. DAUMAS, D. POMPEI, E. RIVIER, A. ROS: Matrice impédance caractéristique d'un système de n lignes microbande couplées, Electron. Fisc. Apli., Vol. 16, No. 2, 1973, 2. Trimestre, 173-178.
- [1.21] K.D. MARX: Propagation modes, equivalent circuits, and characteristic terminations for multiconductor transmission lines with inhomogeneous dielectrics, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn. Vol. MTT-21, No. 7, July 1973, 450-457.
- [1.22] O. ZINKE, H. BRUNSWIG: Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Springer-Verlag, Berlin 1973, Bd. 1, 145-151.
- [1.23] R. ZURMOHL: Matrizen, Springer-Verlag, Berlin 1964, 4. Auflage.
- [1.24] H. BRAND: Schaltungslehre linearer Mikrowellennetze. S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1970.

- [1.25] R. BRIECHLE: Analyse gekoppelter, verlustbehafteter Lecherwellen-Leitungssysteme mit konzentrierten Abschlußnetzwerken, Dissertation, Techn. Hochschule Darmstadt, 1973
- [1.26] R.A. SPECIALE: Even- and odd-mode waves for nonsymmetrical coupled lines in nonhomogeneous media, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-23, Nov. 1975, 897-908.
- [2.1] F. SCHWARZ: Bibliography of directional couplers, Transactions of the IRE, Vol. MTT-2, July 1954, 58-63.
- [2.2] J. REED, G.J. WHEELER: A method of analysis of symmetrical four port networks, IRE Trans. Microwave Theory & Techn., 4 (1956), 246-252.
- [2.3] R. LEVY: Advances in microwaves, Vol. 1, 1966, Academic Press, N.Y.
- [2.4] H.E. BRENNER: $\lambda/4$ -Richtkoppler in inhomogenem Medium mit Abweichungen der Gleich- und Gegentaktparameter vom Idealwert, Frequenz, Bd. 26, 1972, H. 6, 156-165.
- [2.5] A. PODELL: A high directivity microstrip coupler technique, IEEE-G-MTT 1970 International Microwave Symposium, 33-36.
- [2.6] F.C. de RONDE: Recent developments in broadband directional couplers on microstrip, IEEE-G-MTT 1972, International Microwave Symposium, 215-217.
- [2.7] G. SCHALLER: Directivity improvement of microstrip $\lambda/4$ -directional couplers, AEO, Bd. 26 (1972), 508-509.
- [2.8] F. ARNDT: Anwendung der Ähnlichkeitstransformation bei Microstrip-Leitungen, Nachrichtentechn. Z. 26 (1973), H. 2, 46-48.
- [2.9] A. EGGER: Electromagnetic fields and power transfer in transmission-line directional couplers, IEEE Symposium, ET-8/1, Budapest 1970.
- [2.10] R. RIESS: $\lambda/4$ -Richtkoppler auf Microstrip, Studienarbeit am Institut für Hochfrequenztechnik, Universität Erlangen-Nürnberg, 1972.
- [2.11] W. PRITZEL: Untersuchungen an Leitungsrichtkopplern in Streifenleitungstechnik, Studienarbeit am Institut für Hochfrequenztechnik, Universität Erlangen-Nürnberg, 1973.

- [2.12] J.L. ALTMANN: Microwave circuits, D. van Nostrand Co., Princeton 1964.
- [2.13] J. DEUTSCH, H. JUNG: Messungen der effektiven Dielektrizitätszahl von Microstrip-Leitungen im Frequenzbereich von 2 GHz bis 12 GHz, Nachrichtentechn. Zeitschr. 23 (1970), S. 620-624.
- [2.14] J.I. SMITH: The even- and odd-mode capacitance parameters for coupled lines in suspended substrates, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-19, No. 5, May 1971, 424.
- [2.15] KELLEY, KRAMER, WILLWERTH: Microstrip filters and couplers, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-16, Aug. 1968, 560-562.
- [2.16] M. CAULTON, B. HERSHENOV, S.P. KNIGHT, R.E. de BRECHT: Status of lumped elements in microwave integrated circuits - present and future, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-19, No. 7, July 1971, 589-598.
- [2.17] B. SCHIEK: Hybrid branchline couplers - a useful new class of directional couplers, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-22, No. 10, Oct. 1974, 864-869.
- [2.18] G.D. ALLEY: Interdigital capacitors and their application to lumped-element microwave integrated circuits, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-18, No. 12, Dec. 1970, 1028-1033.
- [2.19] N. STELTER: Entwurf und Realisierung breitbandiger Richtkoppler hoher Richtdämpfung in Microstrip-Technik, Diplomarbeit am Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Erlangen-Nürnberg, 1975.
- [2.20] B. SHELEG, B.E. SPIELMAN: Broad-band directional couplers using microstrip with dielectric overlays, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-22, No. 12, Dec. 1974, 1216-1219.
- [3.1] J.W. BANDLER: Optimization methods for computer-aided design, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-17, No. 8, Aug. 1969, 553.

- [3.2 | J.W. BANDLER, P.A. MACDONALD: Optimization of microwave network by razor search, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-17, No. 8, Aug. 1969, 552.
 - [3.3 | J.W. BANDLER: Optimum noncommensurate stepped transmission-line transformers, Electronic Letters, Vol. 4, No. 11, May 1968.
 - [3.4 | D.W. KAMMLER: The design of discrete N-section and continuously tapered symmetrical microwave TEM directional couplers, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-17, No. 8, Aug. 1969, 577-590.
 - [3.5 | J.W. BANDLER: Computer optimization of inhomogeneous waveguide transformers, IEEE Trans. Microwave Theory & Techn., Vol. MTT-17, No. 8, Aug. 1969, 563-571.
 - [3.6 | R. HOOKE, T.A. JEEVES: "Direct-search" solution of numerical and statistical problems, J. ACM, Vol. 8, April 1961, 212-229.
 - [4.1 | HUNDEWADT, J., STAHLMANN, R.: Die Parameter von gekoppelten unsymmetrischen Streifenleitungen, NTZ-Report 12, VDE-Verlag, Berlin 1972.
-

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Hochfrequenztechnik der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg durchgeführt.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans Brand, dem Vorstand dieses Instituts, danke ich herzlich dafür, daß er die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht und sie durch tatkräftige Unterstützung gefördert hat.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Seitzer für die Übernahme des Korreferates und für einige Anregungen. Die numerischen Berechnungen wurden größtenteils auf dem Rechner TR 440 der Informatik-Rechnerabteilung der Universität Erlangen-Nürnberg durchgeführt; den Mitarbeitern dieser Abteilung danke ich für gute Zusammenarbeit.

Der Verfasser

L e b e n s l a u f

- 1941 geboren am 1. Mai in Fürth/Bay. als Sohn des Hauptmanns Karl Schaller und seiner Frau Frieda Schaller, geb. Mitländer
- 1947-1951 Volksschule an der Frauenstraße in Fürth
- 1951-1960 Oberrealschule Fürth/Bay.
- Juni 1960 Reifeprüfung
- WS 1960/61 Studium der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule München
bis SS 1965
- 1962 Diplomvorprüfung
- 1965 Diplomhauptprüfung
- Jan.66-Sept.69 Entwicklungsingenieur bei der Firma Grundig AG, Fürth
- seit Okt. 1969 Wissenschaftlicher Assistent, Akad. Rat (seit 1.9.1974) und Akad. Oberrat (seit 1.4.1976) am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der Universität Erlangen-Nürnberg

HARRY BUNSCHE
offsetdruck
ERLANGEN - BUBENREUTH